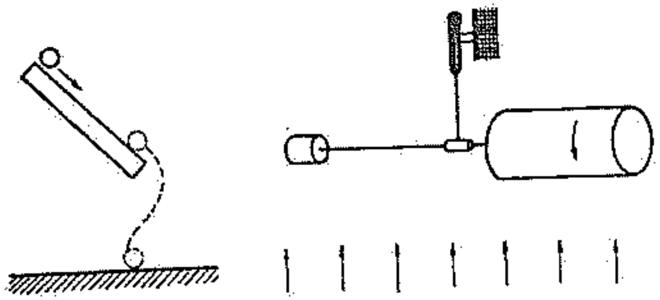


a) b)

Sl. 56.7

što rezultuje u sili koja gura valjak pod dasku. Još ćemo oči-
tije prikazati Magnusov efekat pomoću kanala za vetar. Valjak
na slici 56.7.b. može da se vrti oko svoje horizontalne ose
koja je pričvršćena na vertikalnu osu. Zavrtimo valjak oko
vlastite ose i postavimo ga u homogenu struju vazduha. Magnu-
sova sila gura valjak normalno na smer strujanja vazduha i on
se počne okretati oko vertikalne osovine.

Na sličnom principu deluje i avionsko krilo. Krilo
ima takav oblik da je strujanje vazduha ispod krila sporije
nego iznad krila. Ta nesimetrija u strujanju daje rezultujuću
silu prema gore (pritisak ispod krila je veći) što pri velikim
brzinama podigne avion.

XII TALASNO KRETANJE

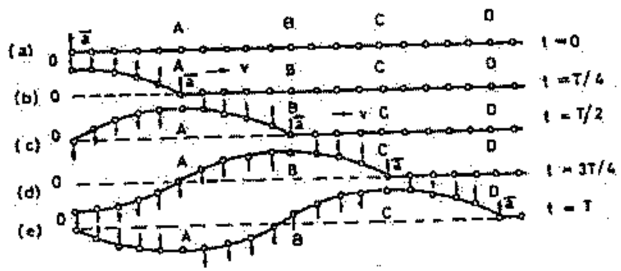
57. PROSTIRANJE TALASA U ELASTIČNOJ SREDINI

IX

Ako se jedna tačka elastične sredine izvede iz rav-
notežnog položaja počeće da osciluje i energiju oscilovanja će
predati delićima svoje okoline. Ovakvo širenje oscilatornog po-
remećaja u elastičnoj sredini naziva se talasom. Pri prostira-
nju talasa kroz elastičnu sredinu se ne premeštaju delići sre-
dine, već oni samo osciluju oko svojih ravnotežnih položaja, a
kroz sredinu se prenosi energija talasa.

Ako je pravac oscilovanja delića normalan na pravac
prostiranja talasa, talas je *transverzalan*, a ako delići osciluju
duž pravca prostiranja talasa, talas je *longitudinalan*. Transver-
zalni talasi se mogu javiti samo u onim sredinama u kojim posto-
je elastične sile smicanja (kod čvrstih tela). U tečnim i gaso-
vitim sredinama se prenose samo longitudinalni talasi, koji se
prostiru razredjivanjem i zgušnjavanjem sredine.

Na slici 57.1. je prikazan jedan niz čestica (npr.
niz atoma u čvrstom telu) i na njemu će detaljnije biti razmo-



Sl. 57.1

tren mehanizam prostiranja transverzalnih talasa. Deo (a) iste
slike prikazuje ravnotežne položaje čestica. Ako se pod dejstvom
sile čestica 0 pomeri naviše iz ravnotežnog položaja, ona će,

zbog medjusobnog delovanja povući sa sobom susednu česticu, ali s obzirom na inerciju, sa izvesnim zakašnjenjem. Ova, pak, čestica za sobom povlači susednu itd. Posle izvesnog vremena, kada čestica 0 dostigne maksimalno udaljenje (amplituda njenog oscilovanja) javlja se poremećaj prikazan kao 57.1.b. Vreme posle kojeg nastaje ovo stanje iznosi četvrtinu perioda T oscilovanja čestice 0. Posle ovog vremena čestica 0 počinje svoje kretanje ka ravnotežnom položaju, a za njom i susedne čestice nakon što su dostigle svoja maksimalna udaljenja. Kada čestica 0 stigne u svoj ravnotežni položaj, tj. posle vremena $t = T/2$, poremećaj u nizu ima oblik kao na slici 57.1.c. Na sličan način mogu da se objasne poremećaji u nizu čestica posle vremena $t = 3T/4$ i $t = T$, koji su dati na slici 57.1.d. i e.

Na isti način može se prikazati i prostiranje longitudinalnih talasa, kod kojih se oscilovanje čestica vrši u pravcu prostiranja talasa. Kod ove vrste talasa, zbog toga bi došlo, u uočenom nizu, do zgušnjavanja i razredjivanja čestica. Ovakvo razredjivanje i zgušnjavanje (poremećaj sredine) kreće se duž niza kao longitudinalan talas.

Svaka tačka elastične sredine duž koje se prostire talas vrši harmonijske oscilacije oko ravnotežnog položaja, te se položaj (elongacija) svakog delića može opisati jednačinom

$$y_i = y_{i_0} \sin(\omega t + \phi_i) \qquad (57.1)$$

pri čemu se faze pojedinih delića razlikuju. (Talasi, naravno, ne moraju uvek da budu harmonijski, ali zbog matematičke jednostavnosti mi ćemo razmatrati samo prostiranje harmonijskih talasa.) Rastojanje izmedju dva najbliža delića koji osciluju u istoj fazi naziva se talasnom dužinom λ. Talasni poremećaj prelazi put od jedne talasne dužine dok delići izvrše jednu oscilaciju, tj. za vreme T. Znači, brzina prostiranja poremećaja (tzv. fazna brzina) je

$$c = \frac{\lambda}{T} = \nu\lambda \qquad (57.2)$$

Površina koja spaja tačke do kojih je stigao talasni poremećaj naziva se talasnim frontom. U homogenoj i izotropnoj sredini se talas ravnomerno prostire u svim pravcima oko izvora, te talasni front ima oblik sfere. Ako je talasni front ravan, talas se naziva ravnim talasom. Na velikoj udaljenosti od izvora i sferni talas se može smatrati ravnim. U daljem tekstu ćemo se ograničiti na izučavanje ravnih talasa.

Proces prostiranja talasa često se jednostavno može opisati pomoću Hajgensovog principa, koji glasi: *"Svaka tačka elastične sredine do koje je stigao talasni front može se smatrati novim izvorom talasa"*.

58. JEDNAČINA PROGRESIVNOG TALASA

Progresivni talas, kako sam naziv kaže, odnosi se na onaj talas koji se prostire u istom smeru i pravcu, idealno uzev do kraja elastične sredine. Ustvari, energija koju prenosi talas apsorbuje se u elastičnoj sredini pri čemu slabi amplituda talasa. Kada amplituda postaje nula prestaje i prostiranje talasa.

Predpostavimo da svaka tačka elastične sredine pod dejstvom talasnog poremećaja opisuje harmonijske oscilacije. Takve oscilacije se mogu bez obzira kakav se talas obrazuje, predstaviti poznatim sinusnim zakonom za prosto harmonijsko kretanje (42.1)

$$y = y_0 \sin\omega t$$

Prostiranjem talasa dovode se do oscilovanja istom frekvencijom i sve tačke elastične sredine kroz koju prolazi talas. Prenošenje oscilacije biva uvek sa izvesnim zakašnjenjem, koje je utoliko veće ukoliko je rastojanje od izvora talasa veće *. Ovo zakašnjenje je vreme τ za koje talas predje rastojanje x te tačke od talasnog izvora. Da bi talas prešao put x treba

---

* *Kretanje talasa u homogenoj sredini podjednako je u svim pravcima, pa se može radi prostijeg predstavljanja ograničiti samo na jedan pravac x (prostiranje jednodimenzionog talasa).*

da protekne vreme $\tau = x/c$, što znači da delić na mestu x u odnosu na talasni izvor kasni u fazi oscilovanja. Tada će udaljenje čestica od ravnotežnog položaja (elongacija) y biti funkcija vremena t i mesta u prostoru, pa možemo napisati

$$y = y_0 sin\omega(t - \tau) \text{ ili } y = y_0 sin\omega(t - \frac{x}{c}) \quad (58.1)$$

Ovde se predpostavlja da se pri prostiranju talasa ne vrši apsorpcija energije u elastičnoj sredini i da amplituda y_0 oscilacije ostaje konstantna. Uvodeći zamenu na osnovu (57.2) može se jednačina (58.1) napisati u obliku

$$y = y_0 sin(\omega t - \frac{\omega T}{\lambda} x) \text{ ili } y = y_0 sin\omega(t - \frac{T}{\lambda} x) \quad (58.2)$$

Jednačina (58.2) predstavlja jednačinu progresivnog talasa, tj. ravnog harmonijskog talasa koji napreduje duž x ose. Vidimo da je talasna jednačina periodična funkcija i od vremena t i od rastojanja x. Analogno, jednačina talasa koji se kreće u suprotnom pravcu ima oblik

$$y = y_0 sin\omega(t + \frac{T}{\lambda} x)$$

Zamenom $\omega = 2\pi/T$ i uzimajući da je brzina talasa $c = \lambda/T$ jednačina (58.2) dobija oblik

$$y = y_0 sin2\pi(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}) \text{ ili } y = y_0 sin\frac{2\pi}{\lambda}(ct - x) \quad (58.3)$$

U relacijama (58.1) i (58.3) vezani su prostor i vreme te pojavu talasnog kretanja možemo posmatrati ili u jednoj tački prostora kada posmatramo promenu elongacije u toku vremena ili, pak, možemo u datom trenutku posmatrati raspodelu faza oscilacije u prostoru.

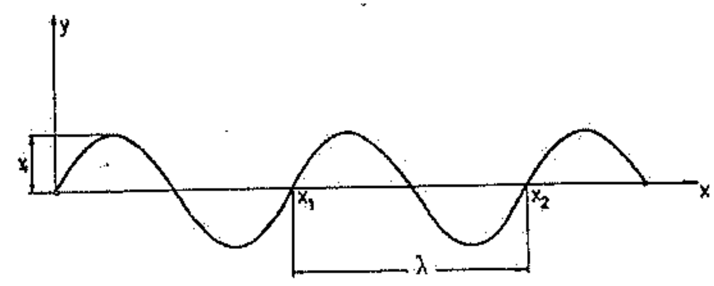
Ako fazu talasa* u jednačini (58.2) napišemo u obliku

$$\phi = \frac{\omega T x}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} x \quad (58.4)$$

---

* *U jednačini (58.2) fazom talasa se osim argumenta sinusne funkcije $(\omega t - \omega T x/\lambda)$ ponekad zove i veličina $\phi = \omega T x/\lambda$.*

i ako grafički predstavimo jednačinu (58.2) (sl. 58.1) vidimo



Sl. 58.1

da je za dve tačke, na primer, na mestima x_1 i x_2, fazna razlika

$$\Delta\phi \equiv \phi_2 - \phi_1 = \frac{2\pi}{\lambda}(x_2 - x_1) \quad (58.5)$$

Ako je fazna razlika $\Delta\phi$ umnožak bilo kog celog broja k ($k = 1, 2, 3, \ldots$) i 2π, tj. $\Delta\phi = 2\pi k$, kaže se da delići osciluju u fazi. U fazi oscilovanja delići su na rastojanju $x_2 - x_1 = k\lambda$, za $k = 1$ to rastojanja je $x_2 - x_1 = \lambda$. Delići osciluju u suprotnoj fazi ako je

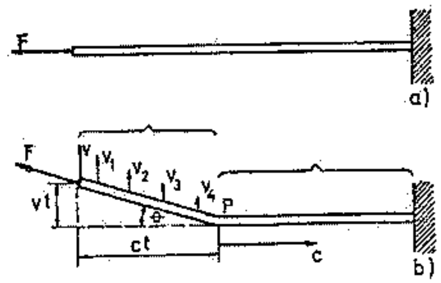
$$\Delta\phi = (2k - 1)\pi$$

U suprotnoj fazi osciluju delići koji se nalaze na rastojanju $x_1 - x_2 = (2k - 1)(\lambda/2)$. Za $k = 1$ to rastojanje je $x_2 - x_1 = \lambda/2$.

58.1. Brzina širenja poremećaja u elastičnoj sredini

U delu 57. rečeno je da se mehanički talas javlja u elastičnoj sredini kada se u njoj izvrši neki poremećaj, odnosno elastična deformacija, koja izaziva oscilovanje nekog dela elastične sredine. Tako se nastali talas izvesnom brzinom prostire kroz elastičnu sredinu. Pri tome se čestice sredine ne premeštaju već samo osciluju oko svojih ravnotežnih položaja. Zbog toga je važno razlikovati *brzinu prostiranja talasa c* i *čestičnu brzinu v* delića sredine kroz koju se kreće talas. Osim toga uočili smo da postoji razlika u mehanizmu širenja transverzalnih i longitudinalnih poremećaja, pa ćemo zato i izraze za brzinu širenja tih poremećaja izvesti za svaki od njih posebno.

a. **Brzina širenja transverzalnih poremećaja.** Posmatrajmo elastičnu žicu ili elastično uže linijske mase (podužna masa; masa po jedinici dužine) μ koje je zategnuto silom F. U vremenu $t = 0$ na levom kraju žice izvršimo transverzalni poremećaj brzinom v (sl. 58.2.a). Nakon vremena t poremećaj se proširio



Sl. 58.2

brzinom c do tačke P na žici, koja označava granicu dela žice koja se kreće i dela koji miruje (sl. 58.2,b). Na levom kraju žice čestice se kreću brzinom v normalno na smer širenja poremećaja, a čestica na desnom kraju žice miruju.

Brzinu širenja poremećaja c kod transverzalnog talasa odredićemo iz toga da je transverzalni impuls (transverzalna komponenta sile · vreme) jednak* promeni količine kretanja u transverzalnom smeru (masa · transverzalna komponenta brzine). Transverzalna komponenta sile je $F\sin\theta$. Za male uglove je

$$\sin\theta = tg\,\theta = \frac{vt}{ct} = \frac{v}{c}$$

Prema tome transferzalni impuls je

$$(F\sin\theta)t = F\,\frac{v}{c}\,t \qquad (58.6)$$

Promenu količine kretanja u transverzalnom smeru izračunaćemo tako ako uočimo da je masa m, koja se kreće, jednaka dužini ct,

* *Vidi jednačinu (15.10).*

za koju se poremećaj pomakao, pomnoženoj linearnom zapreminskom masom μ. Prema tome je promena količine kretanja

$$(\mu ct)v \qquad (58.7)$$

jer je na početku žica mirovala. Izjednačujući (58.6) i (58.7)

$$F\,\frac{v}{c}\,t = \mu ctv$$

dobija se brzina prostiranja transferzalnog poremećaja duž zategnute žice

$$c = \sqrt{\frac{F}{\mu}} \qquad (58.8)$$

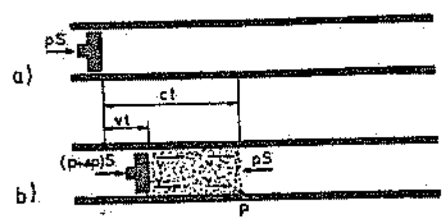
Prema (58.8) sledi da brzina prostiranja ne zavisi od amplitude ili talasne dužine talasa, već samo od sile zatezanja žice i njene mase po jedinici dužine. To znači da je brzina osobina sredine i da se svi mehanički talasi u odredjenoj elastičnoj sredini kreću istom brzinom.

Kao što smo već rekli ovakvi talasi se prostiru samo u čvrstim telima.

Primer. Čelična žica dužine 6 *m* i mase 60 *g* zategnuta je silom od 60 *N*. Kolika je brzina širenja transferzalnog talasa u žici? Prema (58.8) je

$$c = \sqrt{\frac{F}{\mu}} = \sqrt{\frac{60}{0{,}06/6}} = \sqrt{6000} = 77{,}5\ m/s$$

b. **Brzina širenja longitudinalnih poremećaja.** Fluid (tečnost ili gas) zapreminske mase ρ nalazi se u cevi preseka S pod pritiskom p. U vremenu $t = 0$ klip na levoj strani cevi pomakne se udesno sa brzinom v (sl. 58.3). Nakon vremena t sve se čestice



Sl. 58.3

levo od tačke P kreću sa brzinom v, a desno od P miruju. Granična tačka P pokreće se udesno sa brzinom c. Tu ćemo brzinu izračunati tako da izjednačimo longitudinalni impuls i promenu količine kretanja.

Longitudinalnu količinu kretanja (tj. longitudinalnu komponentu količine kretanja) dobićemo ako uočimo da se u cilindru za vreme t pomakao deo fluida unutar valjka visine ct, a baze S. Tako je promena količine kretanja u longitudinalnom smeru

$$(\rho ctS)v$$

Longitudinalnu komponentu impulsa izračunaćemo tako da rezultantnu silu koja dejstvuje normalno na klip pomnožimo vremenom t.* Ta sila jednaka je povećanju pritiska Δp · površina klipa S. Prema tome, longitudinalni impuls je ΔpSt. Izračunaćemo Δp iz činjenice da se početna zapremina fluida Sct smanjila pomakom klipa za iznos Svt. Ako sa K označimo stišljivost fluida definisanu kao

$$K = \frac{1}{\Delta p}\frac{\Delta V}{V}$$

tada je

$$K = \frac{1}{\Delta P}\frac{Svt}{Sct}$$

odnosno

$$\Delta p = \frac{1}{K}\frac{v}{c}$$

Primenom zakona (15.10) o jednakosti impulsa i promene količine kretanja je

$$\Delta pSt = \frac{1}{K}\frac{v}{c}St = \rho ctSv$$

odnosno, brzina prostiranja longitudinalnog poremećaja u fluidu

$$c = \sqrt{\frac{1}{K\rho}} = \frac{\Delta p}{\rho v} \qquad (58.9)$$

Sa leve strane klipa, zbog smanjene zapremine, deluje pritisak $(p + \Delta p)$; sa desne strane pritisak p. Prema tome je rezultantna sila što deluje sa leve strane jednaka ΔpS.

Longitudinalni poremećaj se prostire dakle brže u fluidu male stišljivosti (tečnosti), ali i male zapreminske mase. Ipak stišljivost po pravilu preteže, pa se longitudinalni poremećaji (npr. zvuk) šire brže u tečnosti nego u gasu. Izraz $\Delta p/\rho v$ za brzinu širenja poremećaja pokazuje da je širenje poremećaja tim brže što je brzina pomaka čestica v u fluidu manja. Ako umesto stišljivosti K u izrazu (58.9) uzmemo njenu recipročnu vrednost $B = 1/K$, dobićemo izraz za brzinu c u obliku

$$c = \sqrt{\frac{B}{\rho}} \qquad (58.10)$$

gde je B modul elastičnosti. Da se pokazati da je modul elastičnosti fluida

$$B = \kappa p \qquad (58.11)$$

gde je $\kappa = c_p/c_v$ odnos masenih količina toplote pri konstantnom pritisku i konstantnoj zapremini (tzv. adijabatska konstanta). Prema (58.10) i (58.11) brzina prostiranja longitudinalnog poremećaja u slučaju gasova je

$$c = \sqrt{\frac{\kappa p}{\rho}} \qquad (58.12)$$

Za vazduh pri normalnim uslovima (dvoatomni gasovi O_2 i N_2) je $\kappa = 1{,}4$, $p = 101\ 325$ *Pa* i $\rho = 1{,}29$ *kg/m*^{3}, pa je prema (58.12) brzina prostiranja longitudinalnog talasa

$$c = \sqrt{\frac{1{,}4 \cdot 101325}{1{,}29}} = 331\ m/s$$

što odgovara brzini zvuka. Izraz (58.9) važi za širenje longitudinalnog poremećaja u fluidu. Za čvrsta tela, na primer, za štap stalnog preseka izradjen od materijala zapreminske mase ρ i Jungovog modula elastičnosti E pri istezanju važi da je brzina širenja longitudinalnog poremećaja

$$c = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \qquad (58.13)$$

Tako, na primer, brzina prostiranja longitudinalnih talasa kroz čelik, kod koga je $E = 20{,}5 \cdot 10^{10}$ *N/m*^{2} i $\rho = 7{,}6 \cdot 10^3$ *kg/m*^{3}, prema (58.13) iznosi $c = 5200$ m/s, a kroz vodu, za koju je $E_v = 2{,}1\cdot10^9$ N/m^2 i $\rho = 10^3$ kg/m^3, $v = 1450$ m/s.

58.2. Grupna i fazna brzina

Iz matematike znamo da se talas svakog oblika može smatrati superpozicijom izvesnog broja sinusnih (ili kosinusnih) talasa različitih amplituda i talasnih dužina (Furijeov red). Ako se svi talasi kreću sa istom brzinom c, talasni oblik se ne menja sa vremenom. U tom slučaju dakle brzina širenja talasa ne zavisi od talasne dužine, odnosno frekvencije. Takva sredina se zove *nedisperzivna*. Medjutim, ako je sredina *disperzivna*, brzina širenja talasa zavisi od talasne dužine. Talasi različite talasne dužine kreću se dakle sa različitim brzinama, pa će se i oblik talasa menjati.

Radi jednostavnosti posmatrajmo samo dva kosinusna talasa različite talasne dužine koji se kreću duž x ose u disperzivnoj sredini. Neka je y_0 amplituda svakog talasa i neka su jednačine talasa prema (58.3)

$$y_1 = y_0 \cos \frac{2\pi}{\lambda_1}(c_1 t - x); \quad y_2 = y_0 \cos \frac{2\pi}{\lambda_2}(c_2 t - x) \quad (58.14)$$

Kako je kosinus parna funkcija (prisetimo se da je $\cos(-\theta) = \cos\theta$), izrazi (58.14) se mogu napisati u obliku

$$y_1 = y_0 \cos\frac{2\pi}{\lambda_1}(x - c_1 t); \quad y_2 = y_0 \cos\frac{2\pi}{\lambda_2}(x - c_2 t) \quad (58.15)$$

Uvešćemo sada tzv. *talasni broj* k izrazom

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Talasni broj je dakle broj talasa na 2π jedinica dužine. Uz pomoć talasnog broja možemo izraze (58.15) napisati

$$y_1 = y_0 \cos(k_1 x - \omega_1 t); \quad y_2 = y_0 \cos(k_2 x - \omega_2 t)$$

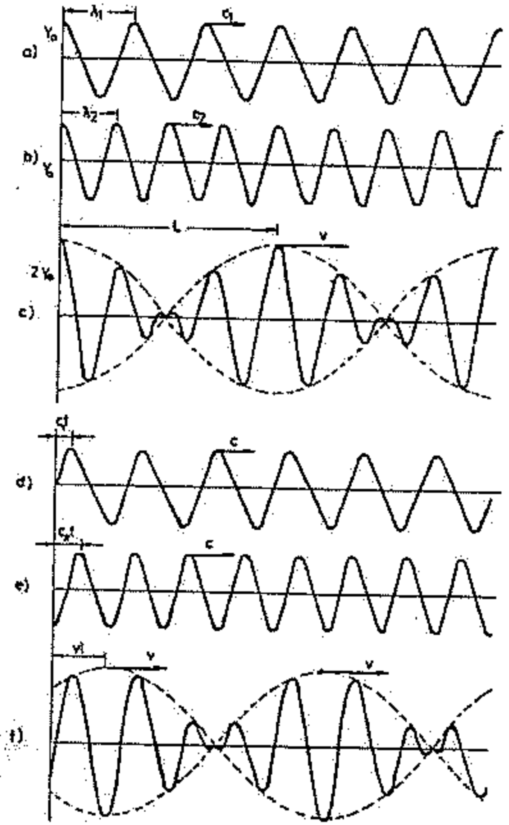
gde smo sa ω označili kružnu frekvenciju

$$\omega = kc$$

Uzmimo da je talasna dužina $\lambda_2 < \lambda_1$, ali da je brzina prostiranja $c_2 > c_1$. U trenutku $t = 0$, kao što je pokazano na slici 58.4.a. i b., talasni oblici su

$$y_1 = y_0 \cos k_1 x; \quad y_2 = y_0 \cos k_2 x$$

U ovom trenutku talasi su u fazi u koordinatnom početku i re-



Sl. 58.4

zultanta pomeranja je u ovoj tački $2y_0$. Slika 58.4.c. prikazuje rezultantni talsni oblik u trenutku $t = 0$. Pomeranje u svakoj tački je $y_1 + y_2$. Talasi se slažu i formiraju niz *grupa*, označenih isprekidanim linijama koje ih obuhvataju i koje se nazivaju *obvojnicama* grupa. Sa kretanjem individualnih talasa nadesno kreću se i grupe.

Delovi (d), (e) i (f) sa slike 58.3. prikazuju individualne talase i rezultantni talas u kasnijem trenutku t. Za to vreme gornji talas pomerio se za c_1t, a donji talas za rastojanje c_2t. Sa kretanjem talasa menja se, kao što se vidi, struktura grupe. Na primer, svaka grupa ima pozitivni maksimum na svojoj sredini na delu (c) i negativni maksimum na delu (f) slike. Obvojnica grupe, medjutim, zadržava svoj oblik i ma koja izabrana tačka obvojnice, kao što je ona gde je jedan maksimum, kreće se brzinom v koja se naziva *grupnom brzinom*. Brzina c pojedinih sinusnih talasa naziva se njihovom *faznom brzinom*, pošto se može smatrati kao brzina kretanja tačke konstantne faze. Na slici 58.4. grupna brzina veća je od bilo koje fazne brzine. Razliku izmedju fazne i grupne brzine izračunaćemo uz pomoć slike 58.4. Pitamo se najpre koliko mora proći vremena t pre nego što se sinusoida koju opisuju delovi (a), (b) i (c) na slici ne ponovi. Drugim rečima u kojem će vremenu t kosinusni talasi imati opet maksimum u koordinatnom početku (x = 0)? Ovo vreme mora da bude takvo da talas više frekvencije ω_2 načini jednu potpunu oscilaciju više od talasa niže frekvencije ω_1, ili kada fazni ugao bržeg talasa predje fazni ugao sporijeg talasa za 2π. Kako su jednačine kretanja čestica u koordinatnom početku (x = 0) date sa

$$y_1 = y_0 \cos\omega_1 t \quad \text{i} \quad y_2 = y_0 \cos\omega_2 t$$

to je vreme t definisano uslovom

$$\omega_2 t = \omega_1 t + 2\pi$$

Talasi će dakle opet biti u fazi nakon vremena

$$t = \frac{2\pi}{\omega_2 - \omega_1}$$

Brži talas će načiniti tačno jednu oscilaciju više od sporijeg i u koordinatnom početku opet ćemo imati isti oblik talasa kao u trenutku t = 0.

Izračunaćemo sada brzinu kretanja grupe, tj. grupnu brzinu. Grupa nije sa vremenom menjala oblik; sve tačke na obvojnici kreću se istom brzinom. Neka je u trenutku t = 0 obvojnica jedne grupe imala maksimum u koordinatnom početku (x = 0) (c). Nakon vremena t taj se maksimum pomakao za dužinu L. U toj tački su oblici talasa koji su bili u fazi u času t = = 0 na crtežima (a) i (b) ponovo u fazi. Njihove jednačine su

$$y_1 = y_0 \cos k_1 x \quad \text{i} \quad y_2 = y_0 \cos k_2 x$$

Dužinu x = L koju je prevalio maksimum grupe u vremenu t dobićemo iz uslova da je

$$k_2 L = k_1 L + 2\pi; \quad L = \frac{2\pi}{k_2 - k_1}$$

jer su u tački x = L (crtež c.) posle isteka vremena t komponentni talasi (a. i b.) opet u fazi. Pošto se grupa pomera za rastojanje $L = 2\pi/(k_2 - k_1)$ u vremenu $t = 2\pi/(\omega_2 - \omega_1)$, grupna brzina v je

$$v = \frac{L}{t} = \frac{\omega_2 - \omega_1}{k_2 - k_1}$$

Ako se dva kosinusna talasa na slici 58.3. razlikuju samo beskonačno malo u brzini i talasnoj dužini, važi da je grupna brzina

$$v = \frac{d\omega}{dk}$$

Kako je fazna brzina c data izrazom $c = \nu\lambda = \omega/k$, vidi se razlika izmedju fazne i grupne brzine. Fazna i grupna brzina se podudaraju jedino u slučaju da fazna brzina c ne zavisi od talasne dužine (c = *const*. tj. nema disperzije). Tada je

$$v = \frac{d\omega}{dk} = \frac{\omega}{k} = c$$

Ako bi oba kosinusna talasa na slici 58.3. imala istu brzinu c, rezultantni talas na delu (c) kretao bi se tom brzinom bez promene oblika.

Grupna brzina može inače biti veća ili manja od fazne brzine, što zavisi od načina na koji se brzina menja sa talasnom dužinom u datoj disperzivnoj sredini. Tako na slici 58.4. prikazani su talasi za koje je $c_1 = 2\ cm/s$, $c_2 = 3\ cm/s$, $\lambda_1 = 4\ cm$ i $\lambda_2 = 3\ cm$. Tada je

$$k_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1} = \frac{2\pi}{4}[cm^{-1}];\ k_2 = \frac{2\pi}{\lambda_2} = \frac{2\pi}{3}[cm^{-1}]$$

$$\omega_1 = c_1 k_1 = \pi[s^{-1}];\ \omega_2 = c_2 k_2 = 2\pi[s^{-1}]$$

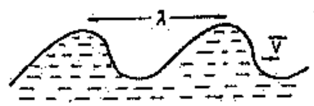
$$v = \frac{\omega_2 - \omega_1}{k_2 - k_1} = 6[cm/s]$$

U navedenom primeru grupna brzina je veća od bilo koje fazne brzine.

Pojmove grupne i fazne često ćemo sretati u izučavanju kvantne mehanike. Prema kvantnoj mehanici česticu smatramo talasnim paketom, grupom talasa koji se kreće sa grupnom brzinom. Čestice pri tome pokazuju ista svojstva kao i talasi, tj. pojavu interferencije i difrakcije.

58.3. Talasi na površini tečnosti

Kao što je već rečeno, u tečnostima se mogu prostirati samo longitudinalni talasi. Postoji, medjutim, slučaj kada se u tečnosti mogu javiti transverzalni talasi (strogo govoreći oni nisu transverzalni). To su talasi na površini tečnosti ili na granici dveju tečnosti, slika 58.5.



Sl. 58.5

Talase na površini tečnosti uslovljava gravitaciona sila. Pored ovoga, oblik talasa zavisi još od sile površinskog napona date tečnosti, zapreminske mase, dubine itd. Proučavanje ovih talasa je, zbog toga, dosta složeno. Ako je, medjutim, talasna dužina λ velika, na ovaj talas tada dominantan uticaj ima gravitaciona sila. Ovakav talas se naziva stoga težinski talas. Brzina težinskog talasa je daleko manja od brzine longitudinalnih talasa u istoj sredini.

58.4. Energija talasa

Rekli smo da se kod talasnog kretanja kroz elastičnu sredinu prenosi energija. Sada ćemo napisati eksplicitan izraz za ovu energiju.

Svaka čestica sredine kroz koju prolazi talas osciluje harmonijski po zakonu

$$y = y_0 \sin\omega t$$

Njena brzina je

$$v = \dot{y} = y_0\omega\cos\omega t$$

U trenutku kada je $v = v_{max}$ čitava energija čestice je kinetička energija, tj.

$$E = E_{k(max)} = \frac{mv_{max}^2}{2} = \frac{1}{2}m\omega^2 y_0^2 = 2\pi^2\nu^2 y_0^2 m \qquad (58.16)$$

Energija čestice sredine kroz koju se širi talas proporcionalna je kvadratu frekvencije i kvadratu amplitude talasnog kretanja. Ako u jedinici zapremine elastične sredine ima n čestica sa ovom energijom, onda je ukupna energija u jedinici zapremine (gustina energije)

$$u = nE = \frac{1}{2}nm\omega^2 y_0^2 = \frac{1}{2}\rho\omega^2 y_0^2 \qquad (58.17)$$

gde je $\rho = nm$ zapreminska masa elastične sredine.

Da talas zaista prenosi energiju ilustrovaće o na nekoliko primera. Snažni zemljotres, koji se dogodio šezdesetih godina u Južnoj Americi sa epicentrom u Čileu, podigao je ogromne talase uz obalu Tihog okeana. Ti talasi sa ogromnom energijom prešli su ceo Pacifik i sručili se na obale Japana i proizveli ogromna razaranja luka i objekata. Tako se energija oslobodjena pri zemljotresu putem talasa prenela na veliku udaljenost. Isti efekti se dogadjaju pri prenosu energije putem zvučnih talasa od zvučnih izvora (muzički instrumenti, zvučnici i dr.) do uha, ili kada putem elektromagnetnih talasa od Sunca stiže do nas najveći deo Sunčeve energije.

Brzina prenošenja energije putem talasa jednaka je brzini samog talasa, dok čestice sredine ostaju na mestu i ne putuju sa energijom, kao što je to slučaj kod translatornog kretanja tela.

Proizvod iz gustine energije $\underline{u}$ i brzine talasa c predstavlja onu količinu energije (protok) I, koja u jedinici vremena protekne kroz jedinicu površine normalne na pravac prostiranja

$$I = uc \qquad (58.18)$$

ili zamenom izraza (58.17) dobija se

$$I = \frac{1}{2}\,\rho\omega^2 y_0^2 c \qquad (58.19)$$

Izraz (58.19) omogućuje da se izračuna onaj protok energije I koji se prenosi talasnim kretanjem. Protok energije I se izražava u jedinicama W/m^2. Kod zvučnih talasa I se naziva intenzitet (jačina) zvuka.

Ako se talas širi kroz štap dužine L, tada je energija talasa po jedinici dužine

$$\frac{E}{L} = 2\pi^2\nu^2 y_0^2\left(\frac{m}{L}\right) = 2\pi^2\nu^2 y_0^2\mu \qquad (58.20)$$

gde je μ ranije definisana masa po jedinici dužine. Izračunaćemo sada snagu talasa, tj. brzinu kojom talas prenosi energiju. Vreme za koje talas predje dužinu L, krećući se brzinom c, jednako je

$$t = \frac{L}{c}$$

pa je snaga talasa

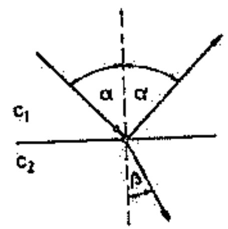
$$P = \frac{E}{t} = \frac{2\pi^2\nu^2 y_0^2 m}{L/c} = 2\pi^2\nu^2 y_0^2\mu c \qquad (58.21)$$

Prema (58.21) sledi da je brzina prenosa energije duž štapa jednaka proizvodu energije po jedinici dužine i brzine širenja talasa.

59. OSNOVNE OSOBINE TALASNOG KRETANJA

59.1. Odbijanje i prelamanje talasa

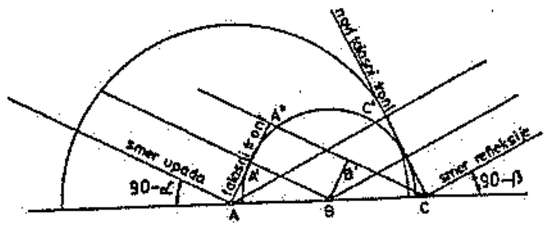
Kada ravan talas naidje na granicu dve sredine u kojima su brzine prostiranja talasa različite (sl. 59.1), deo talasa će se odbiti (reflektovati) od granične površine, a deo prelomiti (refraktovati) i preći u drugu sredinu sa promenjenom brzinom.



Sl. 59.1

a. Odbijanje (refleksija) talasa

Posmatrajmo ravan talas koji pada na ravnu površinu pod uglom $90-\alpha$ (sl. 59.2). Neka talas polazi iz velike daljine i neka se širi po liniji koja se može smatrati pravom i koja se zove *talasni front*. Talasni front ravnog talasa na slici 59.2. predstavljaju pravci $AA'A''$ i BB'. U momentu kada je talasni front $AA'A''$ u tački A već došao do ravne površine ABC, deo fronta u A' i A'' još se širi u sredini, tako da A' stigne u B sa zakašnjenjem, a deo A'' stigne u C sa još većim zakašnjenjem. U času kada je talas stigao do C, deo talasa u B i A emitovao je prema Hajgensovom principu sferne



Sl. 59.2

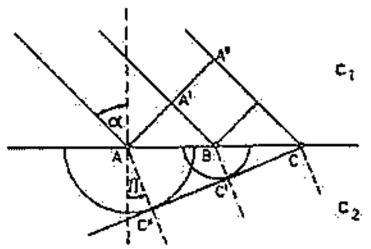
talase što su se proširili već do radijusa koji su jednaki zakašnjenjima A'B odnosno A"C talasnog fronta u C prema onima u B i A. Novi talasni front je *anvelopa* elementarnih sfernih talasa. Na slici 59.2. to je zajednička tangenta koja prolazi kroz tačku C. Smer širenja talasa je normalan na novi talasni front. Lako je uočiti da se ravan talas odbija (reflektuje) tako da je ugao fronta upadnog talasa prema ravni refleksije ABC jednak uglu fronta odbijenog talasa. Naime, trouglovi ACA" i ACC' su podudarni, jer im je stranica AC zajednička, stranice AC' i CA" su jednake po definiciji (jednaki predjeni putevi), a uglovi kod A" i C' su pravi. Prema tome su i uglovi kod A i C takodje jednaki, pa se može reći:

1. *upadni ugao α jednak je uglu odbijanja (refleksije) β i*
2. *pravci upadnog i odbojnog talasa leže u istoj ravni.*

Navedeni zaključci predstavljaju *zakone refleksije*.

b. Prelamanje talasa

Prelamenje ili refrakcija talasa nastaje uvek kada talas dospe na granicu dve sredine u kojima se širi sa različitim brzinama. U drugoj sredini novi talas se širi sa različitom brzinom i prema Hajgensovom principu novi talsni front se širi u drugom smeru. Na slici 59.3. talas se u gornjoj sredini



Sl. 59.3

I širi sa brzinom c_1, a u donjoj II brzinom c_2. Neka je $c_1 > c_2$. Tada izmedju dolaska talsnog fronta do tačaka A, B i C postoji

odredjen vremenski razmak. Dok talasni front dodje do C, iz tačaka A i B podju sferni talasi do udaljenosti AC", odnosno BC'. No ako je $A"C = c_1 t$ tada je $AC" = c_2 t$, a slično je i sa A'B i BC'. Novi talasni front pomerio se prema ranijem smeru, tj. dolazi do loma. Ako sa α i β označimo uglove koje pravci prostiranja talasa grade sa normalom u sredini I i II, tada je

$$\sin\alpha = \frac{A"C}{AC} \quad i \quad \sin\beta = \frac{AC"}{AC}$$

pa se može napisati

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{A"C}{AC"} = \frac{c_1 t}{c_2 t}$$

ili

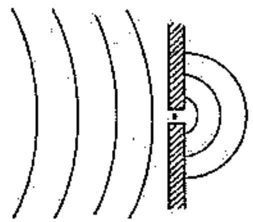
$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{c_1}{c_2} \qquad (59.1)$$

Prema (59.1) pri prelamanju talasa odnos sinusa upadnog i sinusa prelomnog ugla jednak je odnosu brzina prostiranja talasa u prvoj i drugoj sredini. Ovaj odnos se zove *indeks prelamanja talasa* za prvu i drugu sredinu i obeležava se sa $n_{1,2}$.

Pri prelamanju talasa koji sadrže komponente sa različitim frekvencijama javlja se disperzija talasa. Kako je $n = f(\omega)$, svaka komponenta se prelama pod različitim uglom, pa se posle prelamanja talas razlaže na komponente.

59.2. Difrakcija talasa

Difrakcijom talasa se naziva sposobnost talasa da se širi i iza neke prepreke sa pukotinom (sl. 59.4).



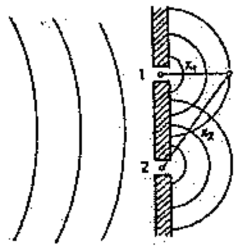
Sl. 59.4

Difrakcija se javlja samo na takvim pukotinama čije su dimenzije istog reda veličine kao i talasna dužina talasa. Ova pojava se kvalitativno može opisati pomoću Hajgensovog principa, jer tačka i pukotini postaje izvor novog talasa koji zaobilazi prepreku.

59.3. Interferencija talasa

Ako se dva talasa sretnu u nekom delu elastične sredine, elongaciji delića će doprineti oba talasa i nastaće rezultujući talas kao superpozicija (zbir) dva primarna talasa. Kao rezultat ovakvog slaganja (interferencije) talasa često se javlja pojava da na nekim mestima delići osciluju jače, a na drugim slabije. Interferencija se javlja samo u slučaju slaganja talasa koji imaju stalnu faznu razliku. Ovakvi talasi se nazivaju *koherentnim*.

Radi jednostavnosti, posmatraćemo interferenciju dva koherentna talasa koji imaju istu frekvenciju i osciluju u istim pravcima. Ovakvi talasi se mogu, na primer, dobiti propuštanjem jednog talasa kroz dve pukotine (sl. 59.5).



Sl. 59.5

Posmatraćemo oscilovanje delića koji se nalaze na rastojanju x_1 od prve i x_2 od druge pukotine. Na osnovu izraza (58.2), jednačine primarnih talasa koji stižu do ovog mesta će biti

$$y_1 = y_0 sin(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}x_1); \; y_2 = y_0 sin(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}x_2) \quad (59.2)$$

Faze ovih talasa možemo napisati u obliku

$$\phi_i = \frac{2\pi}{\lambda} x_i \quad (59.3)$$

Jednačinu oscilovanja uočene tačke dobićemo linearnim sabiranjem dva primarna talasa. Matematički ćemo ovo sabiranje najjednostavnije izvesti na taj način što ćemo oscilacije prikazati pomoću rotirajućih vektora $\vec{y}_i$, čiji je intenzitet jednak amplitudi, a ugaona brzina jednaka frekvenciji. U ovakvoj reprezentaciji se elongacija dobija kao projekcija vektora

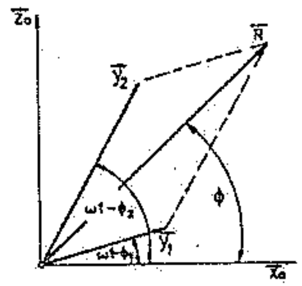
$\vec{y}_i$ na $\vec{z}_0$ osu (sl. 59.6).

$$y_i = \vec{y}_i \vec{z}_0 = y_0 cos(\frac{\pi}{2} - \omega t + \phi_i) =$$

$$= y_0 sin(\omega t - \phi_i) \quad (59.4)$$

Vektor koji predstavlja rezultantno oscilovanje $\vec{R}$ dobićemo prema zakonima vektorske algebre

$$\vec{R} = \vec{y}_1 + \vec{y}_2 \quad (59.5)$$



Sl. 59.6

Dužina vektora R (tj. amplituda rezultantnih oscilacija) će biti

$$\vec{R}\vec{R} = R_0^2 =$$

$$= 2y_0^2 [1 + cos(\phi_1 - \phi_2)] \quad (59.6)$$

Dobijeni rezultat pokazuje da amplituda oscilovanja uočene tačke ne zavisi samo od amplitude primarnih talasa, već i od njihove fazne razlike. Analiziraćemo uticaj fazne razlike na rezultujuću amplitudu. Ako medju talasima postoji fazna razlika

$$\Delta\phi = \pm 2k\pi (k = 0, 1, 2, \ldots) \quad (59.7)$$

rezultujuća amplituda će biti maksimalna

$$R_0^2 = 4y_0^2 \quad (59.8)$$

Fazna razlika (59.7) javlja se na onim mestima kod kojih je putna razlika

$$|x_1 - x_2| = k\lambda \quad (59.9)$$

Ako je putna razlika izmedju dva primarna talasa jednaka celobrojnom umnošku talasne dužine, amplituda rezultujućih oscilacija će biti maksimalna.

Ako je fazna razlika izmedju primarnih talasa jednaka

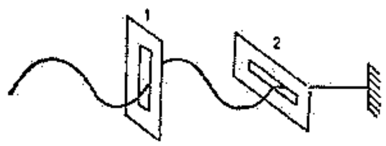
$$\Delta\phi = \pm (2k + 1)\pi \quad (59.10)$$

amplituda oscilovanja će biti jednaka nuli. Nulte amplitude se dobijaju na onim mestima na kojima je putna razlika jednaka neparnom umnošku polovine talasne dužine.

$$|x_1 - x_2| = (2k + 1)\frac{\lambda}{2} \qquad (59.11)$$

59.4. Polarizacija talasa

Za razumevanje polarizacije poučan je ovaj ogled. Duž jednog zategnutog creva od gume (sl. 59.7) mogu se prostirati transverzalni i longitudinalni talas.



Sl. 59.7

Neka se crevo provuče kroz proreze dve daščice i neka se duž creva formira transverzalni talas koji osciluje u jednoj ravni (ravan crteža na slici). Postavljanjem prve daščice u položaj 1, tako da je prorez paralelan oscilacijama creva, vidimo da se neće vršiti smetnje oscilovanju. Ako se druga daščica postavi u položaj 2, koji je u odnosu na prvu daščicu u položaju 1 zaokrenut za ugao $\pi/2$, onda će ona činiti smetnju oscilovanju gumenog creva, tako da se iza nje neće prostirati talas. Za ovakav transverzalni talas kažemo da je linearno polarisan. Znači, ako je talas linearno polarizovan on prolazi nesmetano kroz pukotinu samo u tom slučaju, ako ravan u kojoj leže pravci oscilacija creva i pravac prostiranja talasa - *polarizaciona ravan* - leži u pravcu pukotine. Ako leži normalno na pukotinu onda talas kroz pukotinu uopšte ne može da prodje.

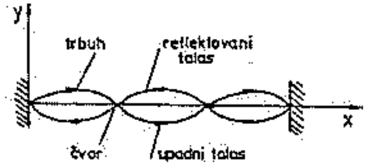
Ako bi u crevu, naizmeničnim zatezanjem i otpuštanjem, izazavali longitudinalne talase koji osciluju u pravcu creva, onda daščice bez obzira na položaj otvora, ne bi smetale prostiranju oscilacija. Znači, longitudinalni talas ne može biti polarizovan. Ovo je i razumljivo jer mu se smer oscilovanja poklapa sa pravcem prostiranja, pa prepreka može samo da ga potpuno poništi, a ne da ga polarizuje.

60. STOJEĆI TALASI

Stojeći talasi nastaju interferencijom dva progresivna talasa koji se kreću istim pravcem, a suprotnim smerom i potiču iz koherentnih izvora. Stojeći talasi se ostvaruju i refleksijom progresivnog talasa, pri čemu tačka refleksije postaje izvor novih talasa.

a. Stojeći transverzalni talas

Kada imamo žicu pričvršćenu na krajevima (sl. 60.1) i kada se u njoj izazove transverzalna deformacija, priroda re-



Sl. 60.1

zultujućeg talasa može se dobiti iz interferencije upadnog i reflektovanog progresivnog talasa. Učvršćeni krajevi su ekvivalentni žici koja ima beskonačnu masu po jedinici dužine. Kako je prema (58.8) $c = \sqrt{F/\mu}$ to je za $\mu = \infty$ i brzina $c = 0$, te se talas ne širi iza pričvršćenja već se reflektuje sa suprotnom fazom. Matematički izraz za upadni talas u smeru ose x je

$$y_1 = y_0 \sin(\omega t - \phi)$$

a za reflektovani talas suprotnog smera od ose x

$$y_2 = y_0 \sin(\omega t + \phi)$$

gde je $\phi = 2\pi x/\lambda$. Superpozicijom, ova dva talasa daju rezultujuće kretanje. Medjutim, superpozicija talasa y_1 i y_2 predstavlja njihovu linearnu kombinaciju*. Kako se talas reflektuje sa

---

** Formu stojećeg talasa superponiranog od dva progresivna talasa moramo birati prema uslovima u kojima se vrši oscilovanje. Ako se radi o žici učvršćenoj na dva kraja (čvorovi na krajevima) prostorni deo mora da bude sinusna funkcija. Ako je reč o cevi (trbuh na krajevima) onda prostorni deo mora da bude kosinusna funkcija.*

suprotnom fazom, superpozicija će ovde biti razlika dva talasa, što smo videli iz graničnih uslova. Naime u tački u kojoj je pričvršćena žica (koordinatni početak $x = 0$) elongacija je u svakom času jednaka nuli. Jedini način da to postignemo je da uzmemo razliku dva talasa, reflektovanog i upadnog

$$y = y_2 - y_1 = y_0|\sin(\omega t + \phi) - \sin(\omega t - \phi)|$$

Uz korišćenje trigonometrijske relacije

$$\sin\alpha - \sin\beta = 2\cos\frac{\alpha + \beta}{2}\sin\frac{\alpha - \beta}{2} \qquad (60.1)$$

dobićemo sledeći rezultat

$$y = 2y_0 \sin 2\pi \frac{x}{\lambda} \cos\omega t = A \cos\omega t \qquad (60.2)$$

gde je $A = |2y_0 \sin 2\pi(x/\lambda)|$.

Superpozicijom smo dakle dobili novi talas, koji se, medjutim, ne ponaša kao talasi što smo ih do sada upoznali. Za razliku od njih, talas prikazan izrazom (60.2) *ne putuje*. Vidimo naime, da kod novog talasa neke tačke uvek osciluju sa maksimalnom amplitudom, a neke uopšte ne osciluju. Te se tačke ne pomiču nego ostaju uvek na istom mestu. Zato takav talas zovemo *stojeći talas*. Tačke maksimalne amplitude zovemo *trbusima* stojećeg talasa, a tačke u kojima nema oscilovanja zovemo *čvorovima*. Iz izraza (60.2) lako se vidi da su trbusi tamo gde prostorni deo (sinusna funkcija $\sin 2\pi x/\lambda$) ima ekstremum, a čvorovi tamo gde je ta funkcija ravna nuli. Dakle, uslov koji odredjuje položaj trbuha (uz $k = 0, 1, 2, \ldots$) je

$$\frac{2\pi}{\lambda} x = (2k + 1)\frac{\pi}{2}, \text{ odnosno } x = (2k + 1)\frac{\lambda}{4} \qquad (60.3)$$

dok je uslov koji odredjuje položaj čvorova

$$\frac{2\pi}{\lambda} x = 2k\frac{\pi}{2}, \text{ odnosno } x = 2k\frac{\lambda}{4} \qquad (60.4)$$

Trbusi su dakle u tačkama neparnog multipla celog pozitivnog broja k i četvrtine talasne dužine ($x = \lambda/4, 3\lambda/4, 5\lambda/4$ itd.),

a čvorovi u tačkama parnog multipla ($x = 0, \lambda/2, 2\lambda/2, 3\lambda/2$ itd.).

Razmak izmedju dva susedna trbuha iznosi prema (60.3)

$$x_{k+1} - x_k = \frac{\lambda}{2} \qquad (60.5)$$

a izmedju dva susedna čvora prema (60.4)

$$x_{k+1} - x_k = \frac{\lambda}{2} \qquad (60.6)$$

Znači, čvorovi i trbusi se izmenjuju naizmenično na rastojanju $\lambda/2$ (sl. 60.1). Rastojanje izmedju trbuha i čvora je $\lambda/4$.

Upadni i reflektovani talas daje dakle interferencijom stojeći talas. Tamo gde se amplitude talasa sabiraju (trbusi), interferencija je *konstruktivna*, a gde se poništavaju (čvorovi), interferencija je *destruktivna*.

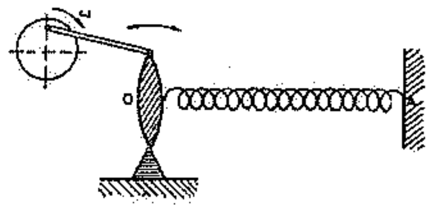
Stojeći talas se ne kreće i prema tome ne prenosi nikakvu energiju. Kako postoje samo tačke koje uvek ili samo osciluju ili samo miruju, a to oscilovanje je uvek simetrično, rezultantni srednji tok energije kroz svaku tačku jednak je nuli. Stojeći talas, naravno, ima energiju, ali je ne prenosi iz jedne tačke prostora u drugu.

Razlika izmedju stojećeg i progresivnog talasa sastoji se u tome što progresivni talas ima amplitude jednake veličine i dostiže ih periodično u vremenu (ne istovremeno). Amplitude stojećeg talasa su različitih dužina, ali se sve dostižu u istom trenutku vremena, pa zato izgleda da talas stoji.

b. Stojeći longitudinalni talas

Analogno, kao kod transverzalnog talasa i kod longitudinalnog talasa doći će pri odredjenim uslovima do stojećeg talasa. Stojeći talas longitudinalnog talasa prikazaćemo pomoću uredjaja prikazanom na slici 60.2. Dugačka spiralna opruga pričvršćena je čvrsto sa desne strane na zid (tačka A), a sa leve na vibrator koji osciluje uz pomoć ekscentra.

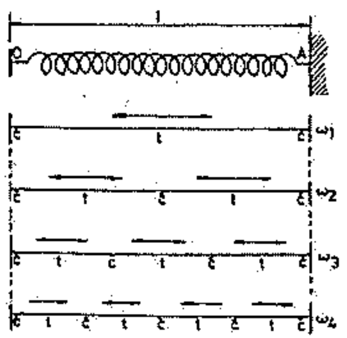
Oscilovanje se uz pomoć poluge prenosi na levi kraj opruge, koja harmonijski osciluje. Oscilovanje se zatim po op-



Sl. 60.2

ruzi prenosi kao zgušnjavanje i razredjivanje zavoja opruge. Kad talas stigne na desni kraj, reflektuje se i superpozicijom s upadnim talasom daje stojeći talas. Razlika je jedino u tome što su na žici talasi bili transverzalni, a ovde su longitudinalni. Opet će postojati čvorovi, tj. tačke u kojima će spirala mirovati, dok će u trbusima amplituda oscilovanja biti maksimalna, samo ovog puta u smeru levo-desno.

Ako podjemo od sasvim male brzine rotacije ekscentra i tu brzinu povećavamo, pri odredjenoj brzini ω_1 opruga će zaoscilovati tako da će krajevi mirovati (čvorovi), a prsteni u sredini će snažno oscilovati. To je, kao i kod žice, osnovni način oscilovanja. Povećavamo li frekvenciju rotacije, doći ćemo i do drugog načina stacionarnog oscilovanja sa čvorom na krajevima i po sredini te sa dva trbuha na četvrtini opruge. Proces će se nastaviti prema shemi na slici 60.3.



Sl. 60.3

Matematička obrada stojećeg longitudinalnog talasa biće potpuno analogna onoj za transverzalni talas. Kako i ovde imamo čvor na oba kraja opruge, izraz za stojeći talas biće dat sa

$$\xi = 2y_0 \sin 2\pi \frac{x}{\lambda} \cdot \cos 2\pi \frac{t}{T} \qquad (60.7)$$

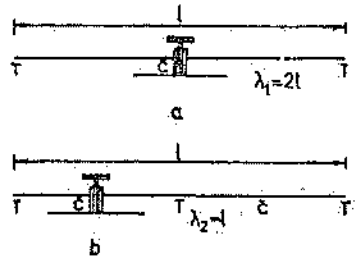
u analogiji s izrazom (60.2) za transverzalni talas. Elongacija ξ ima isti smer kao i širenje talasa. Analizom ovog eksperimenta ćemo ustanoviti da talasna dužina stojećeg talasa λ ne može imati bilo koju vrednost, nego samo one odredjene izrazima

$$\lambda_1 = \frac{2l}{1}, \quad \lambda_2 = \frac{2l}{2} \; \dots \quad \lambda_k = \frac{2l}{k}$$

gde je l dužina opruge, a k pozitivni celi broj. Svakom od ovih vlastitih načina oscilovanja pripada odredjena vlastita frekvencija

$$\nu_1, \; \nu_2 \; \dots \; \nu_k$$

Stojeći longitudinalni talas može se posmatrati i pri oscilovanju štapa. Ako štap pričvrstimo u sredini i onda



Sl. 60.4

pobudimo (sl. 60.4.a), na primer, trljanjem mokrom jelenskom kožom premazanom kalafonijumom duž njegove ose, uspostaviće se stojeći talas sa čvorom u sredini i s trbusima na krajevima. Osnovna frekvencija oscilovanja štapa jednaka je $c/2l$, gde je l dužina štapa, a c brzina širenja talasa u štapu. Ako se štap pričvrsti u tački koja odgovara četvrtini dužine (sl. 60.4.b), štap osciluje sledećom višom harmonijskom frekvencijom $\nu = c/l$ itd.

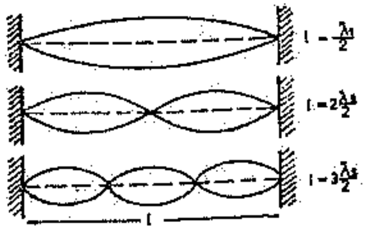
Zavisnost talasne dužine stojećih talasa od dimenzija elastičnog sistema detaljnije ćemo proučiti u sledećem poglavlju.

60.1. Uticaj graničnih uslova na talasnu dužinu stojećih talasa

Ako se stojeći talasi ostvaruju refleksijom na granicama elastične sredine, izmedju dimenzija sredine i talasne dužine stojećih talasa uvek postoji odredjena matematička povezanost. Ovu vezu ćemo ispitati na jednostavnim primerima sa jednom dimenzijom. Za refleksiju talasa važi pravilo da se faza talasa obrće pri odbijanju od sredine sa većom zapreminskom masom. U ovom slučaju se na mestu refleksije javlja čvor. Kada se talas odbije od redje sredine, faza se ne obrće i na mestu refleksije se javlja trbuh.

1. Oscilovanje žice utvrdjene na krajevima

U ovom slučaju se na krajevima elastične sredine javljaju čvorovi, te se na njoj mogu ostvariti stojeći talasi prikazani na slici 60.5.



Sl. 60.5

Izmedju dužine žice i talasne dužine stojećih talasa postoji zavisnost

$$l = k\,\frac{\lambda_k}{2} \qquad (60.8)$$

$(k = 1, 2, 3, \ldots)$

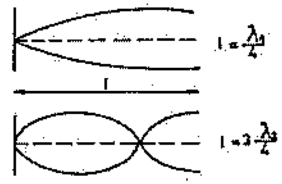
Za $k = 1$ kaže se da žica osciluje u osnovnom tonu, dok se oscilacije sa $k = 2, 3, 4, \ldots$ nazivaju višim harmonicima.

2. Oscilovanje elastične šipke pričvršćene na jednom kraju

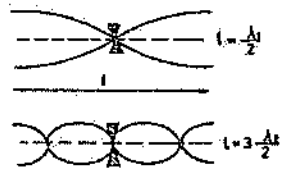
U ovom slučaju se na jednom kraju šipke stvara čvor, a na drugom kraju trbuh stojećeg talasa. Stojeći talasi na ovakvoj šipki su predstavljeni na slici 60.6.

Veza izmedju dužine šipke i talasne dužine stojećih talasa data je izrazom

$$l = (2k - 1)\,\frac{\lambda_k}{4} \quad (k = 1, 2, \ldots) \qquad (60.9)$$



Sl. 60.6



Sl. 60.7

3. Oscilovanje šipke pričvršćene u sredini

Kod ovako pričvršćene šipke na krajevima se stvaraju trbusi, a u sredini čvor stojećeg talasa, kao što je prikazano na slici 60.7.

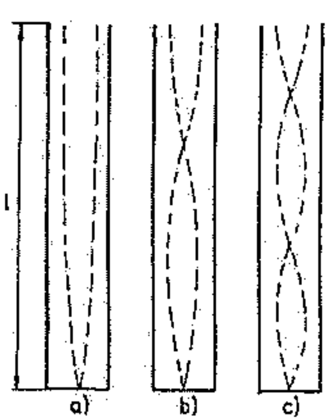
Dužina šipke je povezana sa talasnom dužinom stojećeg talasa sledećom relacijom

$$l = (2k - 1)\,\frac{\lambda_k}{2} \quad (k=1, 2,\ldots) \qquad (60.10)$$

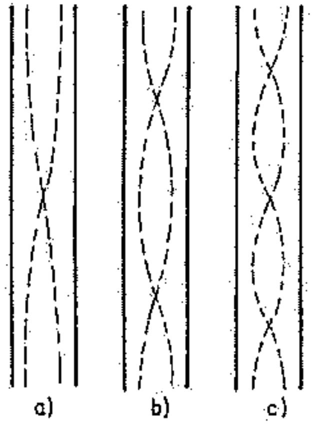
4. Oscilovanje vazdušnih stubova

Oscilovanje vazdušnih stubova principijelno je isto kao i kod štapova. U vazdušnim stubovima se mogu obrazovati samo longitudinalni stojeći talasi ukoliko se gas nalazi u cevima. Cev sa vazdušnim stubom može biti otvorena na jednom kraju (sl. 60.8) ili otvorena na oba kraja (sl. 60.9). Izgled nastalog longitudinalnog stojećeg talasa prikazan je isprekidanim linijama. Vidimo da se kod cevi sa jednim otvorenim krajem uvek na otvorenom kraju formira trbuh, a na zatvorenom čvor stojećeg longitudinalnog talasa. Ovakav slučaj oscilovanja odgovara oscilovanju elastične šipke pričvršćene na jednom kraju, pa se na oscilovanje može primeniti jednačina (60.9) $l = (2k - 1)(\lambda_k/4)$. Ako je cev otvorena na oba kraja onda se na otvorima obrazuju trbusi longitudinalnog stojećeg talasa.

Zamenom mesta čvorova i trbuha ovaj slučaj može se svesti na oscilovanje žice učvršćene na krajevima.



Sl. 60.8

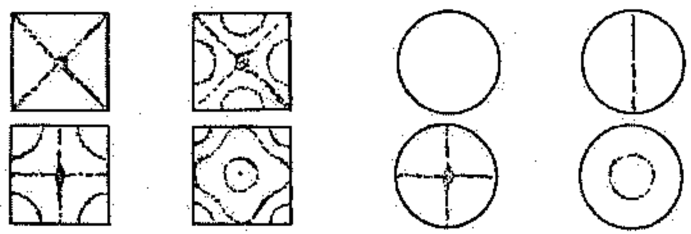


Sl. 60.9

pa se na oscilovanje može primeniti jednačina (60.8) $l = k\lambda_k/2$.

5. Oscilovanje ploča i membrana

Ploče i membrane napravljene od elastičnog materijala mogu takodje da osciluju. Obzirom da se oscilacije vrše



Sl. 60.10

u dva i više pravaca, ovo oscilovanje je znatno složenije. Na pločama se obrazuje dvodimenzioni stojeći talas, koji se može

učiniti vidljivim ako se ploča postavi u horizontalni položaj i pospe lakim sitnim prahom. Prah se skuplja na čvornim linijama, jer na drugim mestima gde se vrši oscilovanje biva odbačen. Na slici 60.10. prikazani su neki primeri čvornih linija na kvadratnim i kružnim pločama.

61. DOPLEROV EFEKAT

Doplerovim efektom se naziva pojava da frekvencija talasa koju meri posmatrač zavisi od relativne brzine posmatrača, sredine koja prenosi talas i talasnog izvora. Razmotrićemo dva slučaja Doplerovog efekta u nerelativističkoj aproksimaciji.

a. Posmatrač miruje, a izvor se kreće u odnosu na sredinu

Neka talsni izvor napravi N oscilacija za vreme t, tj. neka osciluje sa frekvencijom

$$\nu_0 = \frac{N}{t} \qquad (61.1)$$

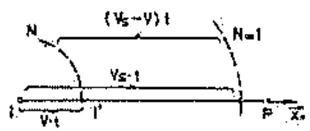
Brzina prostiranja talasa kroz sredinu v_s ne zavisi od brzine izvora, već je odredjena gustinom i elastičnim osobinama sredine.* Ako sa ν_s označimo frekvenciju talasa u sredini, brzinu talasa možemo napisati kao

$$v_s = \lambda_s \nu_s \qquad (61.2)$$

Neka se izvor kreće u odnosu na sredinu brzinom

$$\vec{V} = V\vec{x}_0 \qquad (61.3)$$

gde x_0 osa spaja posmatrača i izvor (sl. 61.1). Za $V \geq 0$ izvor se kreće ka posmatraču, a za $V < 0$ od posmatrača. Prvi od N emitovanih talasa će za vreme t preći put $v_s t$. Poslednji, N-ti talas se u tom trenutku nalazi kod izvora koji je za vreme t prešao put Vt. Rastojanje izmedju prvog i poslednjeg talasnog



Sl. 61.1

* *Vidi jednačine (58.8) i (58.9) uz ($v_s = c$).*

fronta je, znači $(v_s - V)t$, te je talasna dužina u elastičnoj sredini

$$\lambda_s = \frac{(v_s - V)t}{N} \qquad (61.4)$$

Na osnovu (61.2) i (61.4) dobijamo

$$\nu_s = \frac{v_s N}{(v_s - V)t} = \nu_0\left(1 - \frac{V}{v_s}\right)^{-1} \qquad (61.5)$$

ako je

$$\frac{V}{v_s} << 1 \qquad (61.6)$$

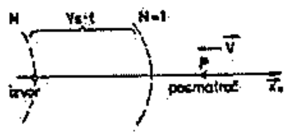
(brzina izvora je daleko manja od brzine talasa) dobićemo

$$\nu_s = \nu\left(1 + \frac{V}{v_s}\right) \qquad (61.7)$$

Posmatrač registruje veću frekvenciju od ν_0 ako se izvor kreće ka njemu, a manju ako se izvor udaljava od njega. Ovakvu pojavu može da primeti posmatrač koji sluša sirenu voza koji prolazi pored njega.

b. Izvor miruje a posmatrač se kreće u odnosu na sredinu

Predpostavimo da se posmatrač približuje talasnom izvoru brzinom $\vec{V} = -V\vec{x}_0$ (sl. 61.2).



Sl. 61.2

Ka posmatraču se kreće N emitovanih talasa za vreme t, koji u prostoru zauzimaju dužinu $x = v_s t$. Brzina ovih talasa u odnosu na posmatrača je $v_p = v_s + V$, te svih N talasa stižu do posmatrača za vreme

$$\tau = \frac{x}{v_p} = \frac{v_s t}{v_s + V} \qquad (61.8)$$

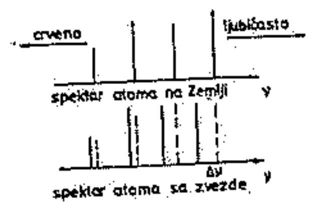
Prema tome, posmatrač meri frekvenciju

$$\nu_p = \frac{N}{\tau} = \left(1 + \frac{V}{v_s}\right)\nu_0 \qquad (61.9)$$

Vidimo da smo za slučajeve a. i b. dobili različite rezultate, što je posledica nerelativističke aproksimacije. U okviru relativističke teorije se za oba razmatrana slučaja dobijaju identični izrazi, te se na osnovu Doplerovog pomaka ne može ustanoviti da li se izvor ili posmatrač kreće u odnosu na sredinu.

c. Crveni pomak i kosmološka hipoteza velikog praska

Kako svetlost ima talasnu prirodu, Doplerov efekat se javlja i pri merenju frekvencije (boje) svetlosti. Poznato je da pobudjeni atomi emituju karakteristične linijske spektre i u spektru svakog atoma se mogu prepoznati odredjene karakteristične boje. Ako se vrsta atoma čiji smo spektar na Zemlji upoznali, nalazi na nekoj udaljenoj zvezdi, karakteristične linije u njegovom spektru će se pomeriti u zavisnosti od brzine zvezde u odnosu na Zemlju (sl. 61.3).



Sl. 61.3

Astronomskim posmatranjima je ustanovljeno da se karakteristične spektralne linije elemenata u spektrima udaljenih zvezda pomeraju ka nižim frekvencijama, ka crvenoj boji. Ako se crveni pomak protumači kao posledica Doplerovog efekta, može se zaključiti da se sve zvezde udaljuju od Zemlje.

Rezultati kombinovanih astronomskih merenja pokazuju da je relativan crveni pomak proporcionalan udaljenosti zvezde od Zemlje

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = R_Z \qquad (61.10)$$

Ovi rezultati ukazuju na to da se brzina udaljavanja zvezda od Zemlje povećava sa njihovim rastojanjem od Zemlje. Navedeni eksperimentalni rezultati su osnova danas široko prihvaćene kosmološke hipoteze velikog praska ("big bang"), koja tvrdi da je celokupna vasiona koju danas posmatramo nastala kolosalnom eksplozijom jedne jedine tačke prostora. Delovi ovako nastale materije su u trenutku stvaranja dobijali različite početne brzine, koje su zadržale i do danas, stalno se udaljavajući od centra eksplozije. U ovako širećoj vasioni su na najveću udaljenost dospeli delovi sa najvećom brzinom, što je u saglasnosti sa rezultatima merenja crvenog pomaka. Kombinovanjem merenja rastojanja i Doplerovog efekta za veći broj zvezda i galaksija dobijen je empirijski zakon

$$R_z = V\tau \qquad (61.11)$$

gde je $\tau = 10^{10}$ godina. Očigledno τ predstavlja vreme za koje je galaksija brzine V dospela na rastojanje R_z, tj. vreme proteklo od trenutka velikog praska. Zato se u okviru ove teorije τ naziva *starošću univerzuma*.

Kako se u svemiru ni jedno telo ne može kretati većom brzinom od brzine svetlosti c, proizvod

$$c\tau = R_s \qquad (61.12)$$

se naziva *"poluprečnikom svemira"*. Sem navedenog, hipoteza velikog praska ima još značajnijih eksperimentalnih potvrda i predstavlja najprihvatljiviju teoriju o nastanku svemira.

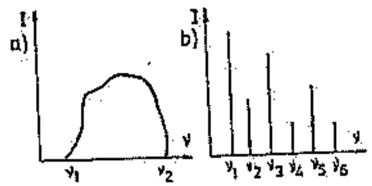
XIII AKUSTIKA

62. ZVUK

Mehaničko oscilovanje u bilo kojoj elastičnoj sredini, najčešće vazduhu, koje kao talasno kretanje dolazi do čovečijeg uha naziva se zvukom, To je fiziološki osećaj po kojem cenimo zvučne pojave. U fizici se ove pojave posmatraju sa gledišta opštih fizičkih zakona, a oblast koja to proučava naziva se *akustika*. Da bi nastao zvuk, potreban je zvučni izvor i sredina kroz koju se zvuk prenosi. Za vreme dok proizvodi zvuk zvučni izvor se uvek nalazi u stanju oscilovanja. Njegove oscilacije izazivaju naizmenično zgušnjavanje i razredjivanje vazduha i ono kao promena pritiska dejstvuje na bubnu opnu u našem uhu. Opseg frekvencija koje se osećaju čulom sluha kreće se od oko 20 *Hz* do oko 20 *kHz*. Talasi čija je frekvencija ispod 20 *Hz* nazivaju se *infrazvučni talasi* ili *infrazvuk*, a oni iznad 20 *kHz* nazivaju se *ultrazvučni talasi* ili *ultrazvuk*.

Zvuk, u opštem slučaju ne predstavlja prenošenje prostog harmonijskog oscilovanja, već se javlja kao rezultat slaganja više harmonijskih oscilacija čije su frekvencije ν_1, ν_2, ν_3, ... Ovaj skup frekvencija odredjuje tzv. akustični spektar zvuka. U zavisnosti od karaktera ovog spektra, zvuk se deli na ton i šum.

Ako je akustični spektar neprekidan (zastupljene sve frekvencije od ν_1 do ν_2), takav se zvuk naziva šum (sl. 62.1.a). Ako je akustični spektar diskretan, tj. sastavljen od osnovne frekvencije i njenih viših harmonika, takav zvuk se naziva ton (sl. 62.1.b). Kod tona se razlikuje visina, boja i intenzitet. Visinu tona odredjuje osnovni harmonik, a boju tona njegovi viši



Sl. 62.1

harmonici. Ton čija je osnovna frekvencija mala, izaziva osećaj niskog tona (bas, bariton). Ako je frekvencija osnovnog tona velika, ovaj ton će biti visok (sopran).

Brzina prostiranja zvuka dobija se prema obrascima (58.12) i (58.13) kao brzina prostiranja longitudinalnih talasa. Prema tome, za čvrsta i tečna tela važi da je brzina $c = \sqrt{E/\rho}$, a za gasove $c = \sqrt{p\kappa/\rho}$. Kako se zapreminska masa ρ kod gasova u znatnoj meri menja sa temperaturom, to se menja i brzina c. Brzina na nekoj temperaturi t može se izračunati preko relacije

$$c = c_0 \sqrt{1 + \frac{t}{273}}$$

gde je c_0 brzina zvuka na 0^0C. Jasno je da brzina zvuka u gasovima zavisi i od pritiska p. Prema relaciji za brzinu zvuka u čvrstim i tečnim telima može se izračunati modul elastičnosti nekog tela ako se izmeri brzina zvuka u tom telu. Isto tako rastojanja izmedju tela u prirodi, dubina mora, udaljenost plovnih objekata i dr. može se meriti pomoću brzine za koje se eho nekog signala vrati.

Ostale osobine zvuka, kao što su interferencija, difrakcija, stojeći talasi, Doplerov efekat i dr., odredjene su u okviru opštih osobina mehaničkih talasa.

62.1. Jačina zvuka. Jedinice

Jačina (intenzitet) zvuka I definiše se kao *energija koju u jedinici vremena prenese zvučni talas kroz jedinicu površine normalnu na pravac prostiranja talasa.* Kako uho, a i drugi instrumenti, ne reaguju na sam pritisak p već na promenu pritiska Δp, jer se pri prostiranju zvučnih talasa elastična sredina zgušnjava i razredjuje, to je jačina zvuka kroz gas povezana sa amplitudom oscilovanja pritiska Δp relacijom

$$I = \frac{(\Delta p)^2}{2\rho v} \quad (62.1)$$

gde je ρ zapreminska masa (gasa), a v brzina zvuka.

Jedinica za jačinu zvuka je W/m^2.

Često se radi širine područja, u kojem se meri jačina zvuka I, umesto same jačine zvuka definiše nivo šuma (buke) L relacijom

$$L = 10 \, log \frac{I}{I_0} \quad (62.2)$$

gde je I_0 proizvoljna referentna jačina zvuka uzeta kao

$$I_0 = 10^{-12} \ W/m^2$$

što odgovara odprilike najslabijem zvuku koji osetljivo uho može čuti (granica čujnosti). Jedinica za nivo šuma zove se decibel*, a obeležava se sa *db*. Decibel je bezdimenziona jedinica definisana relacijom (62.2). Zvuk čija jačina iznosi 10^{-12} W/m^2 ima dakle nivo šuma od 0 decibela; zvuku jačine 1 W/m^2 odgovara nivo šuma od 120 decibela itd. Nivoi šuma za neke tipične zvuke dati su u sledećoj tablici:

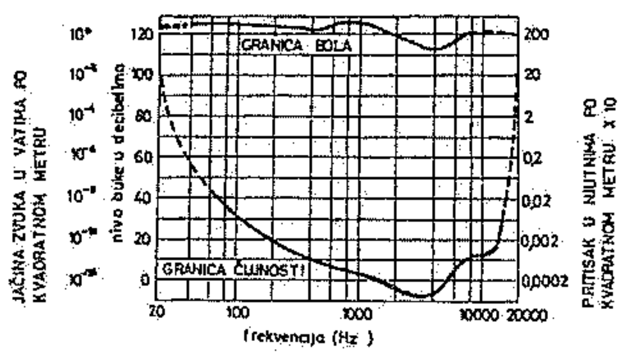
IZVOR ŠUMA	NIVO ŠUMA (*db*)
granica čujnosti	0
šuštanje lišća	10
šaputanje	20
tiho sviranje radija u kući	40
običan govor	65
gust ulični promet	70
udaranje čekićem po nakovnju	95
granica bola	120

Zanimljivo je uočiti da ljudsko uho čuje različito tonove koji objektivno, prema relaciji (62.2), imaju istu jačinu. Moramo

---

Ranije je nivo šuma bio definisan u belima relacijom (62.2). Kako se ta jedinica pokazala prevelikom, uveden je decibel. Ime bel dobila je jedinica po Aleksandru Grahamu Bellu (1847-1922), američkom fizičaru, izumitelju telefonije.

dakle razlikovati jačinu zvuka, koju čuje naše uho i objektivnu koju registrujemo instrumentima. Iako subjektivna jačina raste sa objektivnom, ta zavisnost nije linearna. Područje zvuka između granice čujnosti i granice bola prikazana je na slici 62.2.



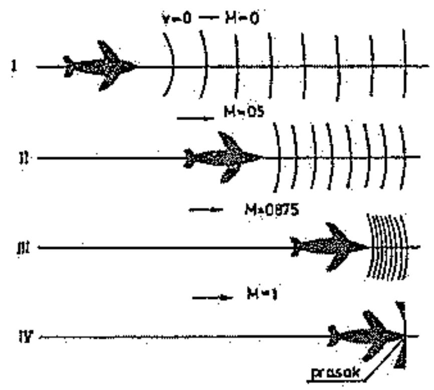
Sl. 62.2

62.2. Zvučna barijera

Kod aviona koji se kreću brzinama većim od brzine zvuka (nadzvučnim brzinama) javlja se naročita pojava zvučnog udara koji nastaje prilikom probijanja zvučnog zida ili zvučne barijere.

Kad avion leti, potiskuje pred sobom vazduh u talasima (slično talasima koje možete videti pred sobom i sa strane gledajući s pramca broda koji plovi). Kod znatno manjih brzina od brzine zvuka vazduh lagano struji oko profila aviona. Krilo vrši pritisak na vazduh zbog čega talas zgusnutog vazduha juri ispred aviona. Sa povećanjem brzine aviona nastaje i potiskivanje vazdušnih talasa jedne na druge, dok se ne stvori zid ili barijera komprimovanog vazduha pred njim. Sa odprilike 1200 *km/h* avion dostiže brzinu zvuka i probija barijeru. U tom

trenutku snažan pritisak vazdušnog talasa na kljunu aviona je poremećen i pretvara se u zvučni talas. Istovremeno pod avionom se začuje buka slična strahovitom udaru groma. To se naziva *zvučni udar*. I tih razloga brzina aviona se izražava i tzv. *Machovim brojem (M)*, a aparati za pokazivanje brzina zovu se *mahomeri*. *Machov broj je odnos između brzine aviona i brzine zvuka*. Tako, na primer, avion ima Machov broj 1 ako može postići brzinu zvuka, a Machov broj 2 ako može postići dva puta veću brzinu od brzine zvuka. Na slici 62.3. prikazano je nagomilavanje zvučnih talasa za različite vrednosti *M*.

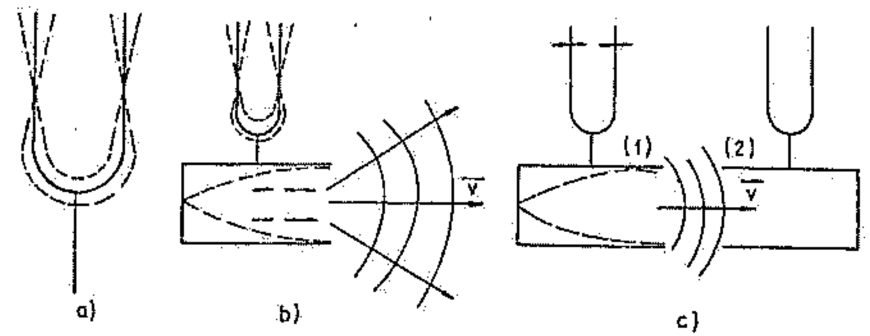


Sl. 62.3

62.3. Rezonancija u akustici

Pri analizi efekta rezonancije u mehanici zaključeno je da ista nastaje ako je frekvencija prinudne sile jednaka sopstvenoj frekvenciji mehaničkog sistema. Tada mehanički sistem osciluje sa maksimalnom amplitudom. Ovaj efekat rezonancije razmotrićemo u slučaju zvučnih talasa.

Ako se zvučna viljuška (čelična šipka savijena u obliku slova U) (sl. 62.4.a) udari, na njenim krajevima se javljaju trbusi transverzalnog stojećeg talasa od kojih je jedan

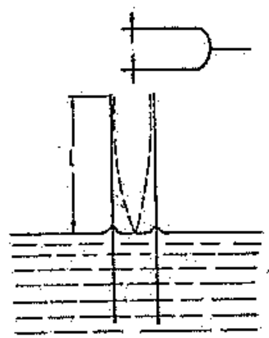


Sl. 62.4

prikazan na slici. Izmedju ta dva trbuha nalaze se dva čvora, a na donjem savijenom kraju viljuške opet se nalazi trbuh talasa. Na tom mestu je utvrdjena drška koja se pri oscilovanju viljuške diže i spušta. Ako se zvučna viljuška stavi na ploču stola tako da njena drška dodiruje površinu stola oscilacije će se prenositi i na sto. Oscilacije koje izaziva zvučna viljuška u ploči stola su prinudne oscilacije, jer je ploča prinudjena da osciluje u ritmu u kojem osciluje sama viljuška. Isti efekat dobiće se ako se zvučna viljuška stavi na gornju stranu rezonatora (kutija koja je otvorena sa jedne strane) (sl. 62.4.b). Pod njenim uticajem u vazdušnom stubu rezonatora obrazuje se stojeći talas. Ako je frekvencija oscilovanja zvučne viljuške jednaka osnovnom tonu ili nekom višem harmoniku rezonatora nastaje efekat rezonancije. U ovom slučaju se zvuk viljuške čuje više puta pojačan, jer je viljuška manje površine od rezonatora. Ulogu prinudne sile ovde ima zvučna viljuška, a mehanički sistem na koji ona deluje je rezonator. Pored navedenog primera za rezonanciju navešćemo još jedan. Dve zvučne viljuške iste frekvencije sa rezonatorima postave se jedna prema drugoj, kao na slici 62.4.c. Ako jedna od njih osciluje, onda će putem zvučnog talasa od rezonatorskog siste-

ma (1) doći do rezonantnog oscilovanja vazdušnog stuba i viljuške sistema (2), tako da je postignuta veza ova dva sistema. Ako viljušku sistema (1) dodirnemo rukom da bismo zaustavili njeno oscilovanje, čućemo da druga viljuška i dalje zvuči.

Akustička rezonancija može da se postigne, takodje, pomoću zvučne viljuške i vazdušnog stuba, čija visina može da se menja (sl. 62.5). Oscilacije zvučne viljuške pobudjuju na oscilovanje vazdušni stub u cevi. Promenom visine vazdušnog stuba menjaće se sopstvena frekvencija vazdušnog stuba. Kad se podesi takva dužina (npr. $l = c/4\nu$), pri kojoj vazdušni stub ima sopstvenu frekvenciju jednaku frekvenciji zvučne viljuške nastupiće rezonancija. Tada nastaje intenzivno oscilovanje vazdušnog stuba, što se zapaža po intenzivnom zvuku, koji u tom trenutku nastaje.



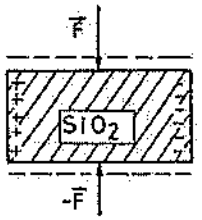
Sl. 62.5

Pojava akustične rezonance ima veliki značaj kod muzičkih instrumenata. Tako violine, gitara i dr., imaju rezonatorsku kutiju sa otvorom prema žicama, kako bi se osnovni ton i svi viši harmonici pojačali. U zavisnosti od tog pojačanja violina ili gitara je manje ili više kvalitetna. Kod saksofona i trube ulogu rezonatora igra levak i vazdušni stub u njemu.

62.4. Ultrazvuk

Ultrazvukom nazivamo područje longitudinalnih oscilacija frekvencije iznad 20 *kHz*, koje ljudsko uho više ne čuje. Premda nema principijelne razlike izmedju zvuka i ultrazvuka, ipak činjenica da ultrazvučni talasi imaju veoma visoku frekvenciju oscilovanja daje ultrazvuku posebna svojstva. Najčešći je način dobijanja zvuka pomoću tzv. *piezoelektričnih* i *magnetostrikcionih metoda*.

Piezoelektrični efekat je pojava da se na nekim kristalima, kao kvarc, senjetova so i dr., (zgodno odrezanim) silom izvrši elastična deformacija usled čega se javlja električna polarizacija (sl. 62.6). Umesto da delujemo silom $\vec{F}$, možemo postići obrnut efekat stavljanjem pločice u naizmenično električno polje visoke frekvencije. U ovakvom polju pločica od kvarca će menjati svoju debljinu istom frekvencijom kojom deluje i samo polje, tj. kvarc počinje da osciluje i stvara u sredini u kojoj se nalazi mehaničke oscilacije. Kada se frekvencija naizmeničnog napona poklopi sa sopstvenom (mehaničkom) frekvencijom kvarcne ploče, onda nastupa rezonancija. U tom slučaju, usled rezonancije, pločica jako osciluje i proizvodi ultrazvučne talase znatne amplitude. Kako brzina zvuka u kvarcu iznosi $c = 5300\ m/s$ to će, na primer, za pločicu debljine $l = 2\ mm$ rezonantna frekvencija postići ako na pločici vlada napon frekvencije



Sl. 62.6

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{c}{2l} = \frac{5300}{2\cdot 0{,}002} = 1\ 325\ 000\ Hz = 1{,}325\ MHz$$

gde je prema (60.8) $\lambda = 2l$ za $k = 1$.

Jedna od veoma povoljnih metoda za dobijanje ultrazvuka je metoda magnetostrikcije. Uočena je pojava da neki feromagnetni materijali kao što su, na primer, gvoždje, kobalt, nikl itd. imaju svojstvo da menjaju svoju dužinu ako ih unosimo u jako magnetno polje. Ustanovljeno je, naime, da se ovi materijali u jačem magnetnom polju uglavnom skraćuju, pa je ova pojava nazvana magnetostrikcijom. No, umesto da se takva šipka neprestano unosi (i iznosi) u magnetno polje, ona se postavi u magnetostrikcioni generator u kojem se izazivaju promene magnetnog polja, u čijem ritmu se odigravaju i oscilovanja šipke. Oscilatori gradjeni na principu magnetostrikcije su naročito pogodni za visoke frekvencije čujnog zvuka i niže frek-

venciji ultrazvuka (8000 do 80 000 Hz).

Ultrazvuk se, inače, u poredjenju sa čujnim zvukom, odlikuje specijalnim osobinama:

1. njegove frekvencije su neuporedivo veće, pa u vezi sa tim i talasne dužine mnogo manje od čujnog zvuka;

2. zbog malih talasnih dužina, ovaj zvuk se može mnogo bolje i lakše usmeravati u odredjenom pravcu u vidu uskih snopova i može se lako fokusirati, pa i reflektovati na granicama izvesnih materijala;

3. tečnosti, naročito voda, relativno slabo apsorbuju zvuk visokih frekvencija, a mnogo lakše čujni zvuk. Sa druge strane, gasovi ovaj zvuk veoma intenzivno apsorbuju, za razliku od čujnog zvuka, čija je apsorpcija ovde relativno slaba.

Upravo iz ovih karakteristika ultrazvuka proizašla je njegova velika primena u tehnici, a naročito u medicini.

Ultrazvuk pospešuje mnoge hemijske reakcije, te izaziva mnoge biološke, hemijske i fizičke promene. Ultrazvučni talasi razaraju crvena krvna zrnca, ubijaju mikroorganizme i izazivaju mutacije. Danas ultrazvuk ima veliku primenu kod pripremanja lekova, pošto raspršava velike čestice. Ultrazvuk ne deluje štetno na čovečiji i životinjski organizam. Ultrazvučnom masažom uspešno se leče neka oboljenja tkiva i uspešno se uvode lekovi pod kožu bez oštećenja tkiva. Refleksiona svojstva ultrazvuka omogućuju da se delovi ljudskog organizma posmatraju na ultrasonografu. Danas se vrše eksperimenti lečenja gluvoće i raka primenom ultrazvuka.

U tehnici se ultrazvuk primenjuje za otkrivanje šupljina u metalima, za ispitivanje varova kod autogenog ili električnog varenja metala, za merenje morskih dubina itd.

Neke životinje, kao na primer psi, imaju gornju granicu čujnosti daleko veću nego čovek, a biolozima je uspelo tek 1945. godine da objasne let i dobru orijentaciju slepog miša, koji leti u mraku, te obilazi svaku prepreku. Nadjeno je da se slepi miševi orijentišu pomoću zvuka koji sami proizvode. Najintenzivniji tonovi koje oni proizvode leže baš u ultrazvučnom području (izmedju 35 i 70 *kHz*) te se ovi odbijaju od predmeta i time upozoravaju slepog miša da se u blizini nalazi prepreka.

62.5. Akustičnost dvorana. Akustični filtri

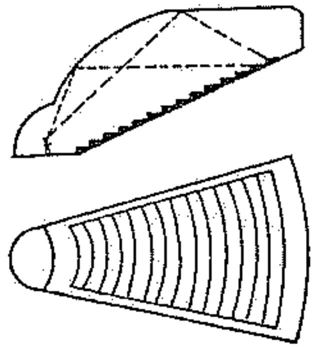
Ako se izvor zvuka nalazi u zatvorenoj prostoriji, slušalac neće čuti samo zvukove koji dolaze direktno iz izvora, nego i sve one koji su u uho došli nakon refleksije od zidova prostorije. Intenzitet reflektovanog zvuka zavisi od veličine i oblika prostorije, a isto tako i od materijala od kojeg su načinejni zidovi.

Ako izvor kontinuirano emituje zvučne talase, tada refleksijom može nastati stojeći talas. Neka mesta u prostoriji podudaraće se sa čvorovima, a neka sa trbusima stojećeg talasa. U nekim će se, dakle, mestima zvuk čuti jače, a u nekim slabije. Kako pak različiti materijali različito reflektuju talase raznih frekvencija, zvuk koji će se čuti u dvorani imaće ne samo izmenjen intenzitet, nego i promenjenu boju, koja, kao što znamo, zavisi od kombinacije viših harmonika.

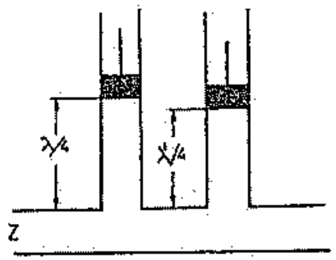
Da bi se sprečila pojava deformacije zvuka zidovi se pokrivaju materijalom koji manje reflektuje, a više apsorbuje zvučnu energiju. Tako, na primer, u koncertnim dvoranama orkestar je smešten u naročitoj školjki koja ima oblik paraboličnog ogledala (sl. 62.7). Svod dvorane je zaobljen zato da bi reflektovani zvuk došao do poslednjeg mesta u dvorani, gde su sedišta smeštena amfiteatralno.

Katkada je poželjno da se u datoj mešavini tonova isključe, odnosno oslabe, odredjena frekventna (tonska) područja, dok se ostatak zvuka slobodno prenosi. Najčešće se smanjuje jačina visokih frekvencija, čime zvuk dobija u mekoći. Princip delovanja akustičnog filtra prikazan je na slici 62.8. Taj princip se zasniva na delovanju stojećih talasa. Zvuk iz izvora

prolazi kroz cev Z, na koju su normalno postavljene začepljene



Sl. 62.7



Sl. 62.8

cevi različite dužine. Zvuk se od čepa reflektuje i vrati u cev, gde interferira sa upadnim talasom. Neka je λ talasna dužina tona koji želimo da oslabimo. Razmotrimo slučaj kada se čep u normalnoj cevi nalazi na udaljenosti $\lambda/4$ od cevi kojom prolazi zvuk iz izvora. Dodatni put koji predje reflektovani talas iznosi $(\lambda/4) + (\lambda/4) = \lambda/2$, tj. reflektovani talas nadje se u protivfazi s talasom zvuka iz izvora. Tako ta dva talasa slabe. Kroz cev Z će dakle proći zvuk u kojem će dati ton (frekvencija) biti znatno oslabljen, odnosno, ako je refleksija bila približno potpuna, onda gotovo poništen.