TALASI

Dr. Predrag Marinković
Elektrotehnički fakultet u Beogradu

Novembar 2006.

Poglavlje 1

TALASI

1.1 Uvodna razmatranja

U svakodnevnom životu se vrlo često susrećemo sa pojavom talasa. Nema onoga ko nije video talase na vodi (moru, jezeru ili reci). Često govorimo o zvučnim talasima, a život savremenog čoveka bez radio talasa je skoro nezamisliv. Svetlost je takođe talasne prirode, a mi vidimo prirodu i sve ono što nas okružuje baš zahvaljujući njoj. Bez obzira na svoju različitu prirodu (radio talasi i svetlost su elektromagnetski talasi, dok je zvučni talas mehanički talas), oni, ipak, imaju neke zajedničke osobine.

U okviru ovog poglavlja ograničićemo se samo na proučavanje mehaničkih talasa. Kako se njihova svojstva mogu preneti i na druge vidove talasnog kretanja, značaj izučavanja mehaničkih talasa je veliki.

1.2 Tipovi mehaničkih talasa

Mehanički talasi (kojih ima više tipova) se mogu formirati samo u materijalnoj sredini, kroz koju se kreću, koju ćemo nazvati **medijumom**. Ako nema medijuma, nema ni mehaničkog talasa. Primetimo da se elektromagnetski talasi (pa i svetlost) drugačije ponašaju – oni mogu putovati i kroz prazan prostor (vakuum). Pri prolazu mehaničkog talasa kroz medijum, čestice koje sačinjavaju materijalnu sredinu trpe pomeraje različite vrste, sve u zavisnosti od prirode talasa i aktivno učestvuju u prostiranju talasa. Mehanizam, kojim elektromagnetski talas prolazi kroz prazan prostor, nije ni u ovom trenutku jasan.

Mehaniki talas se javlja u medijumu nakon što se u njemu izvrši nekakav pomeraj. Ako medijum pokazuje elastične osobine, tada možemo govoriti o mehaničkom talasu u elastičnoj sredini. Mehanički talas u elastičnoj sredini javlja se tako što se izvrši elastična deformacija, koja izazove oscilovanje nekog dela elastične sredine. Zbog elastične veze među česticama medijuma, ta deformacija se sukcesivno prenosi na druge čestice. Međutim, usled inercije čestica, deformacija se ne prenosi kroz medijum trenutno, već izvesnom konačnom brzinom, koja zavisi od elastinih svojstava sredine. Oscilovanje jednog dela sredine (**talasni izvor**) se periodično prenosi na okolinu, što daje karakteristično talasanje sredine. U talasnom izvoru nastaje talas, koji se širi izvesnom brzinom kroz okolnu sredinu. Pri tome, brzinu prostiranja talasa treba razlikovati od brzine neke čestice. Takođe, pri prostiranju talasa čestice ostaju na svojim mestima, oscilujući oko svojih ravnotežnih položaja, a na ostale čestice medijuma prenosi se samo poremećaj (deformacija). Sa energetskog stanovišta, talasima se prenosi energija.

Talasi se mogu prostirati duž nekog pravca (na primer, mogu se kretati kroz zategnutu žicu); takvi talasi se nazivaju **linijskim talasima**.

Ako se talasi šire po nekoj površini u svim pravcima (talasi na površini vode), tada je reč o **površinskim talasima**.

Talasi se mogu prostirati u nekom trodimenzionalnom medijumu u svim pravcima podjednako. To znači da se šire u koncentričnim krugovima. Takvi talasi se nazivaju **sfernim ili prostornim talasima**.

Kao što je rečeno, mehanički talasi, nastali u talasnom izvoru, šire se kroz datu sredinu. Deformacija, kojom je izazvan talas, može biti upravna na pravac prostiranja talasa i tada govorimo o transverzalnoj deformaciji, ili može biti u pravcu prostiranja talasa i tada je reč o longitudinalnoj deformaciji. Stoga razlikujemo i **longitudinalni** talas.

Transverzalni talas nastaje nakon transverzalne deformacije u talasnom izvoru. Na primer, duž zategnute žice će se uspostaviti transverzalni talas, ako se žica deformiše u poprečnom pravcu. Transverzalni talas je moguć samo u onim sredinama u kojima je moguća transverzalna deformacija, a to su samo čvrsta tela. Fluidi (tečnosti i gasovi) ne trpe transverzalnu (poprenu) deformaciju, pa se u njima ne mogu uspostaviti takvi talasi.

Longitudinalni talas nastaje onda kada se se u talasnom izvoru izvrši longitudinalna deformacija. Čestice medijuma se kreću napred-nazad duž istog pravca po kome talas putuje. Zato se takvi talasi nazivaju longitudinalnim. Ovi talasi se, međutim, sem u čvrstim telima, mogu izazvati i u fluidu. Posmatrajmo cev sa gasom, koja je sa jedne strane zatvorena klipom, koji se može pomerati. Ako naglo pomerimo klip, u cevi će se formirati talas. To će biti talas oscilacije pritiska gasa oko normalne (ravnotežne) vrednosti. Longitudinalni talas možemo izazvati i u šipci, koju udarimo čekićem sa prednjeg kraja u pravcu šipke. Tada imamo longitudinalni talas u čvrstom telu.

Svi ovi primeri prostiranja talasa imaju nešto zajedničko:

1. U bilo kom od pomenutih slučajeva, poremećaj putuje kroz medijum određenom brzinom. Ova brzina se naziva **brzina prostiranja talasa** ili prosto **brzina**. Ona je određena mehaničkim osobinama medijuma. Označavamo je sa c.

2. Medijum, kroz koga se prostire talas, ne putuje kroz prostor. Čestice medijuma trpe kretanje napred-nazad ili gore-dole oko svojih ravnotežnih položaja. Prema tome, ono što putuje je poremećaj ili, bolje rečeno, oblik poremećaja (zato što poremećaj može biti različitog oblika, koji je u specijalnom slučaju sinusoidalan).

3. Da bi se aktivirao bilo koji način kretanja, u sistem (medijum) se mora ubaciti energija, vršeći mehanički rad nad sistemom (ili na naki drugi način — na primer, naglim zagrevanjem dela sistema mogu se napraviti mehanički talasi u njemu). Putem talasnog kretanja se ova energija prenosi iz jednog u drugi deo sredine. Prema tome, talasi prenose energiju, a ne materiju, iz jedne obasti u drugu oblast medijuma.

Međutim, kao što je na početku rečeno, nisu svi talasi mehaničke prirode. Postoje elektromagnetski talasi, u koje se ubrajaju svetlost, infracrveni i ultraljubičasti talasi, radiotalasi, X-zraci, γ-zraci itd. Za prostiranje elektromagnetskih talasa nije potereban medijum i oni mogu da putuju kroz prazan prostor.

Još jedna klasa talasnih fenomena je talasno ponašanje atomskih i subatomskih struktura. Ovo talasno ponašanje je osnova kvantne mehanika, osnovne teorije koja se koristi za analizu atomske i molekularne strukture.

1.3 Periodični talasi

Jedan od najlakših načina da se demonstrira transverzalni talas je zategnuta žica. Ako na jednom kraju žice izazovemo deformaciju gore-dole primenom transverzalne sile, rezultat je transverzalni poremećaj koji putuje kroz žicu. Sila zatezanja vraća žicu u pravolinijski oblik nakon prolaska talasnog poremećaja.

Mnogo interesantniji slučaj je onaj kada na slobodnom kraju žice obezbedimo periodično kretanje, a pri tome održavamo žicu zategnutom. Gurajmo žicu gore-dole prostim harmonijskim kretanjem amplitudom ψ_0 i frekvencijom f.

Talasi, kod kojih postoji prosto harmonijsko kretanje su posebno jednostavni za analizu. Takve talase nazivaćemo **sinusoidalnim talasima**. Bilo kakav periodičan talas može se predstaviti kao kombinacija sinusoidalnih talasa, pa se zato posebna pažnja posvećuje baš sinusoidalnim talasima.

Posmatrajmo prostiranje sinusoidalnog transverzalnog talasa kroz žicu. Pojedine čestice na žici, nakon što na njih naiđe poremećaj koji se talasno prenosi, osciluju gore-dole u odnosu na ravnotežni položaj. Još jedanput, dobro pazite, napravite razliku između kretanja talasa koji se kreće konstantnom brzinom c duž žice i kretanja čestica žice, koje jednovremeno harmonijski osciluju poprečno u odnosu na žicu.

Talasni oblik žice u datom trenutku vremena je serija identičnih oblika. Kod periodičnih talasa, dužina jednog celog talasnog oblika je rastojanje između bilo koje dve tačke u odgovarajućoj poziciji u okviru talasnih oblika koji se sukcesivno ponavljaju. Mi ćemo tu dužinu označiti sa λ i nazvati je **talasnom dužinom**.

Talasni oblik putuje brzinom c i prelazi rastojanje λ za vreme vremenskog intervala koji odgovara jednoj periodi T. Na taj način je brzina talasa data sa

$$c = \frac{\lambda}{T} = \lambda f \,, \tag{1.1}$$

gde je $f = 1/T$.

1.4 Matematičko opisivanje talasa

Do sada smo opisali samo neke osobine periodičnih talasa i uveli koncepte brzine talasa, periode, frekvencije i talasne dužine, kojima se karakterišu te osobine. Međutim, ponekada je potrebno imati detaljniji opis položaja i kretanja individualnih čestica medijuma u određenim trenutcima vremena tokom prostiranja talasa. Da bi smo mogli da ostvarimo taj detaljniji opis, moramo uvesti koncept **talasne funkcije**, funkcije koja opisuje poziciju bilo koje čestice u medijumu u bilo kom trenutku vremena.

Opredelimo se za sinusoidalne talasne oblike kod kojih svaka čestica podleže prostim harmonijskim oscilacijama oko ravnotežne pozicije. Posmatrajmo zategnutu žicu. Ravnotežni položaji su na x-osi. Talasi u žici su transverzalni. Za vreme talasnog kretanja, čestice (čiji su ravnotežni položaji na x-osi) se pomeraju za neko rastojanje ψ u poprečnom pravcu u odnosu na x-osu. Vrednost pomeraja ψ zavisi od toga koju česticu posmatramo (a to znači od x) i takođe od trenutka vremena u kome sve to posmatramo. Na taj način je talasna funkcija zavisna od x i od t, a to ćemo označiti sa $\psi(x,t)$. Funkcija $\psi(x,t)$ je *talasna funkcija*. Ako tu funkciju znamo, možemo je koristiti za iznalaženje pomeraja (poprečno prema x-osi, tj. položaju ravnoteže) bilo koje čestice u bilo kom trenutku vremena. Na osnovu toga, možemo naći brzinu i ubrzanje bilo koje čestice, oblik talasa i bilo šta drugo što želimo da znamo o poziciji i kretanju pojedinih delića žice u bilo kom trenutku vremena.

Razmislimo o tome kako bi mogla da izgleda talasna funkcija sinusoidalnog talasa? Pretpostavimo da talas putuje sa leva nadesno (u smeru x-ose). Možemo uporediti kretanje bilo koje čestice žice sa kretanjem naredne čestice nadesno od posmatrane. Uvidećemo da se ta naredna čestica kreće na isti način kao i prethodna, samo sa vremenskom zadrškom, koja je srazmerna sa rastojanjem čestica. Ako jedan kraj žice osciluje prosto harmonijski, svaka naredna čestica takođe osciluje na takav način sa istom amplitudom i istom frekvencijom. To će se desiti i svakoj drugoj narednoj čestici.

Međutim, ciklično kretanje različitih tačaka je neuskladjeno jedno prema drugom. Ovu razliku nazivamo **faznom razlikom**. Možemo reći da je **faza kretanja** različita za različite tačke. Na primer, ako jedna tačka ima maksimalni pozitivni pomeraj (otišla maksimalno naviše prema x-osi), u isto vreme neka druga tačka ima maksimalni negativni pomeraj (maksimalno naniže prema x-osi). Mi kažemo da su ove dve tačke van faze za pola ciklusa.

Naka je pomeraj čestice na levom kraju žice ($x = 0$), gde oscilacije započnu, dat sa

$$\psi(x = 0, t) = \psi_0 \sin \omega t = \psi_0 \sin 2\pi f t\,. \tag{1.2}$$

Talasni poremećaj putuje iz tačke $x = 0$ ka nekoj tački x nadesno i kasni u iznosu x/c. Tako je kretanje u tački x u trenutku vremena t isto kao kretanje u tački $x = 0$ u trenutku $t - x/c$, pa možemo naći pomeraj tačke u x u trenutku t jednostavno zamenom t sa $t - x/c$. Ako se to uradi, dobija se

$$\psi(x,t) = \psi_0 \sin \omega(t - x/c) = \psi_0 \sin 2\pi f(t - x/c)\,. \tag{1.3}$$

U opštem slučaju treba uvesti **početnu fazu** ϕ, pa je

$$\psi(x,t) = \psi_0 \sin[2\pi f(t - x/c) + \phi]\,. \tag{1.4}$$

Gornji izraz se može napisati i u obliku (uz $\phi = 0$)

$$\psi(x,t) = \psi_0 \sin[2\pi(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda})]\,, \tag{1.5}$$

gde je $\lambda = c/f$.

Talasni broj ili konstanta prostiranja je veličina definisana sa

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}\,. \tag{1.6}$$

Kako je $c = \lambda f$, tada je

$$\omega = ck\,. \tag{1.7}$$

Stoga je talasna funkcija talasa koji ide sleva nadesno

$$\psi(x,t) = \psi_0 \sin(\omega t - kx)\,. \tag{1.8}$$

U suprotnom slučaju kada talas ide sa desna nalevo

$$\psi(x,t) = \psi_0 \sin(\omega t + kx)\,. \tag{1.9}$$

U prethodnim izrazima veličina $\omega t - kx$ se naziva **fazom**. Igra ulogu uglovne veličine u izrazu za talasnu funkciju i određuje koji deo sinusnog ciklusa se dešava u određenoj tački prostora i u određenom trenutku vremena.

Talasna brzina je brzina sa kojom bi trebalo da se krećemo duž talasa da bi se održali u visini tačke sa konstantnom fazom. Na taj način za talas koji putuje u smeru i pravcu x-ose vrednost faze je konstantna ($\omega t - kx = Const$). **Fazna brzina** je brzina sa kojom se kreće faza. Lako se nalazi da je

$$v_f = \frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k} = c\,. \tag{1.10}$$

1.5 Talasna jednačina

Na osnovu talasne funkcije može se izračunati **brzina čestice** u transverzalnom talasu. Označićemo tu veličinu sa v_ψ, koja je jednaka

$$v_\psi = \frac{\partial \psi}{\partial t} = \omega \psi_0 \cos(\omega t - kx)\,. \tag{1.11}$$

Ubrzanje čestice je

$$a_\psi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = -\omega^2 \psi_0 \sin(\omega t - kx)\,. \tag{1.12}$$

Ako se pronađe izvod

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} = -\psi_0 k^2 \sin(\omega t - kx) \tag{1.13}$$

i ima u vidu da je $\omega = ck$, dobija se da važi

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2}. \tag{1.14}$$

Talasna funkcija $\psi(x,t) = \psi_0 \sin(\omega t - kx)$ zadovoljava gornju jednačinu. Gornja jednačina je **talasna jednačina**, jedna od najvažnijih jednačina fizike. Kada god se do nje dođe, znamo da se poremećaj opisan funkcijom $\psi(x,t)$ prostire kao talas duž x-ose brzinom c.

Koncept talasne funkcije je podjednako valjan i za longitudinalne talase i sve što je rečeno za transverzalne, važi i za njih. Veličina ψ je i dalje pomeraj čestice u medijumu iz ravnotežnog položaja, ali razlika je samo u tome što se on dešava u pravcu x-ose.

1.6 Brzina transverzalnih talasa u žici

U kakvoj su međusobnoj vezi brzina transverzalnih talasa i mehaničke osobine sistema? Relevantne fizičke veličine su sila zatezanja žice i njena podužna masa. Intuitivno može se zaključiti da veća sila zatezanja uvećava silu vraćanja u ravnotežni položaj čestica koje su izvedene iz njega transverzalnom deformacijom, što povećava brzinu talasa. Povećana masa učiniće kretanje tromijim, što usporava talas.

Neka je žica zategnuta silom zatezanja F, a neka je μ njena podužna masa—slika 1.1. Smatrajmo da je žica idealno elastična i da se zanemaruju trenje i uticaj gravitacije. Posmatrajmo mali element žice i smatrajmo da su transverzalna pomeranja mala i da se sila zatezanja F neznatno menja i da je ugao koji žica zaklapa sa x-osom mali. Rezultati analize su, stoga, primenljivi samo za talase malih amplituda.

Uzmimo da je transverzalni pomeraj ψ na mestu x i $\psi + \Delta\psi$ na mestu $x + \Delta x$. Na levom kraju posmatrag malog elementa žice projekcije sile zatezanja su

$$|F_{1\psi}| = F \sin\theta\,, \tag{1.15}$$

$$F_{1x} = F \cos\theta\,. \tag{1.16}$$

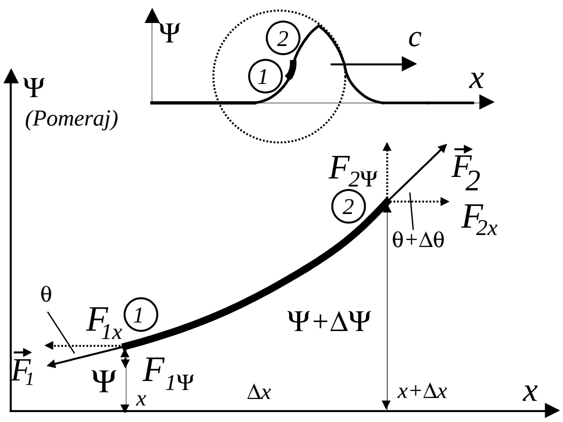
Kako je uzeto da je ugao θ mali, važi $\sin\theta \approx \tan\theta$, pa je $F_{1\psi} = F\tan\theta$. Odatle je

$$\frac{F_{1\psi}}{F} = \tan\theta\,. \tag{1.17}$$

takođe važi $F_{1x} \approx F$.

Koeficijent pravca zategnute žice je

$$\tan\theta = \left(\frac{\partial\psi}{\partial x}\right)_x\,. \tag{1.18}$$



Slika 1.1: Brzina transverzalnih talasa u zategnutoj žici. Sila zatezanja (po intenzitetu) je ista, tj. $|\vec{F_1}| = |\vec{F_2}| = F$. Važi $F_{1\psi} = F \sin\theta$ i $F_{1x} = F \cos\theta$, $F_{1x} \approx F$, $F_{2\psi} = F \sin(\theta + \Delta\theta) \approx F \tan(\theta + \Delta\theta)$, $F_{2x} \approx F$.

Ako se ima u vidu orijentacija sile $F_{1\psi}$ nasuprot + smeru ψ-ose, onda se konačno može napisati

$$\frac{F_{1\psi}}{F} = -\left(\frac{\partial\psi}{\partial x}\right)_x . \tag{1.19}$$

Ne desnom kraju posmatranog elementa žice važi

$$F_{2\psi} = F\,\sin(\theta + \Delta\theta) \approx F \tan(\theta + \Delta\theta)\,, \tag{1.20}$$

$$F_{2x} \approx F\,. \tag{1.21}$$

Koeficijent pravca u tački na desnom delu posmatranog elementa je

$$\tan(\theta + \Delta\theta) = \left(\frac{\partial\psi}{\partial x}\right)_{x+\Delta x} , \tag{1.22}$$

pa je otuda

$$\frac{F_{2\psi}}{F} = \left(\frac{\partial\psi}{\partial x}\right)_{x+\Delta x} . \tag{1.23}$$

Rezultanta sila koja deluje na element žice dužine Δx u pravcu x-ose je približno nula jer su $F_{1x} \approx F_{2x}$, pa u tom pravcu nema ubrzanja. Rezultanta komponenta sile zatezanja u poprečnom pravcu je

$$F_\psi = F_{1\psi} + F_{2\psi}\,. \tag{1.24}$$

S druge strane, prema II Njutnovom zakonu, ova sila je jednaka proizvodu mase i ubrzanja u obliku

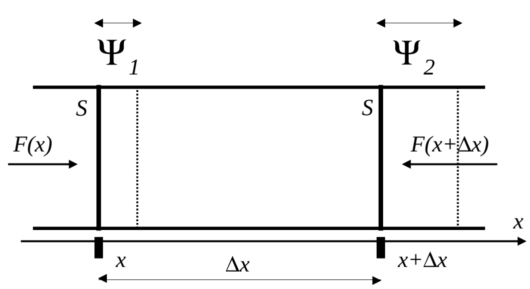
$$F_\psi = \mu\Delta x \frac{\partial^2\psi}{\partial t^2}\,. \tag{1.25}$$

Odavde sledi
$$\frac{(\frac{\partial\psi}{\partial x})_{x+\Delta x}-(\frac{\partial\psi}{\partial x})_x}{\Delta x}=\frac{\mu}{F}\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2}. \tag{1.26}$$
Ako se potraži granična vrednost kada $\Delta x\to 0$ leve strane (limes ne utiče na desnu stranu), dobija se
$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}=\frac{\mu}{F}\,\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2}. \tag{1.27}$$

Ova jednačina ima oblik baš kao i talasna jednačina, pa poređenjem zaključujemo da je brzina prostiranja transverzalnog talasa kroz žicu ($1/c^2=\mu/F$)
$$c=\sqrt{\frac{F}{\mu}}. \tag{1.28}$$

1.7 Brzina longitudinalnog talasa u gasu

Neka je p_d razlika pritiska u gasu u odnosu na ravnotežni pritisak kada kroz sredinu se ne prostire talas—slika 1.2. Takođe, neka je poprečni presek S. Posmatramo pomeraje na rastojanju Δx, tako da je relativna promena zapremine
$$\frac{\Delta V}{V}=\frac{\psi_2-\psi_1}{\Delta x}. \tag{1.29}$$



Slika 1.2: Brzina longitudinalnih talasa u fluidu. Važi $V=S\Delta x$, $\Delta V=S[\psi_2(x+\Delta x,t)-\psi_1(x,t)]$; $dF=[F(x+dx)-F(x)]/(dx)=[p_d(x+dx)-p_d(x)]/(dx)Sdx$.

U graničnom procesu je
$$\frac{dV}{V}=\frac{\partial\psi}{\partial x}. \tag{1.30}$$
Kako je
$$E_V=-\frac{p_d}{dV/V}, \tag{1.31}$$

sledi da je

$$p_d = -E_V \frac{\partial \psi}{\partial x}. \tag{1.32}$$

Rezultantna sila koja deluje na element zapremine fluida je

$$dF = F(x+dx) - F(x) = \frac{F(x+dx)-F(x)}{dx}dx = \frac{\partial p_d}{\partial x} dxS\,. \tag{1.33}$$

Međutim, sila dF deluje nadesno samo ako postoji pad pritiska, pa se mora staviti znak $-$ u prethodni izraz, odnosno

$$dF = -\frac{\partial p_d}{\partial x} dxS\,. \tag{1.34}$$

Kako je $p_d = -E_V \partial\psi/\partial x$, dobija se

$$dF = E_V S \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} dx\,. \tag{1.35}$$

Prema II Njutnovom zakonu $dF = \rho S dx\, \partial^2\psi/\partial t^2$, pa je

$$E_V \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} dxS = \rho S dx\, \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \tag{1.36}$$

ili

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \frac{\rho}{E_V} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}. \tag{1.37}$$

Poređenjem sa talasnom jednačinom, zaključuje se da je brzina longitudinalnih talasa u fluidu

$$c = \sqrt{\frac{E_V}{\rho}}. \tag{1.38}$$

Brzina zvuka u idealnom gasu je (za slučaj modelovanja prostiranja talasa kroz gas adijabatskim procesom kada je $E_V = \kappa p$[1]

$$c = \sqrt{\frac{\kappa p}{\rho}}, \tag{1.39}$$

gde je $\kappa = c_p/c_V$.

Treba primetiti da je pri izvođenju prethodnog izraza zanemarena molekularna priroda gasa, a sredina je tretirana kao kontinualni medijum. Međutim, gas se, u stvari, sastoji iz molekula koji su u haotičnom kretanju i koji se nalaze na međusobnom rastojanju koje je veliko u poređenju sa njihovim dijametrom. Vibracije od kojih se sastoji talas se superponiraju sa slučajnim termičkim kretanjem.

[1] $pV^\kappa = Const$; $\dfrac{dp}{dV}V^\kappa + p\kappa V^{\kappa-1} = 0$; $E_V = -V\dfrac{dp}{dV} = p\kappa$.

Na atmosferskom pritisku molekuli prelaze između sudara srednje rastojanje (srednju dužinu slobodnog puta) od oko 10^{-7} m, a amplituda pomeraja svakog zvučnog talasa može biti reda 10^{-9} m. Gas kroz koji prolazi zvučni talas može se uporediti sa rojem pčela koji, kao celina, usklađeno slabo osciluje, dok se individualni insekti haotično kreću kroz roj.

Brzina longitudinalnih talasa u čvrstoj sredini u obliku žice ili šipke (čije se ivice mogu slobodno da šire i skupljaju) može se naći putem izraza

$$c = \sqrt{\frac{E_y}{\rho}}, \tag{1.40}$$

gde je E_y Jangov moduo elastičnosti, a ρ gustina. Međutim, gornji izraz ne važi za slučaj prostiranja longitudinalnog talasa u zapreminskoj sredini (čvrstoj, tečnoj ili gasovitoj) pošto je bočno kretanje bilo kog elementa u takvom materijalu obstruisano okolnim materijalom. Tada je brzina longitudinalnih talasa data sa

$$c = \sqrt{\frac{E_V}{\rho}}. \tag{1.41}$$

1.8 Prenos energije talasnim kretanjem

1.8.1 Transverzalni talas

Da bi se izazvalo bilo kakvo talasno kretanje, na talasni medijum se mora delovati silom tako da ta sila vrši rad. Energija se može preneti na takav način iz jednog dela prostora u drugi.

Neka se posmatra transverzalni talas koji putuje sleva nadesno u smeru x-ose duž zategnute žice. Poprečna komponenta sile u nekoj tački A je

$$F_\psi = -F\frac{\partial\psi}{\partial x}. \tag{1.42}$$

Trenutna snaga je jednaka proizvodu poprečne sile i brzine kretanja delića žice

$$P = F_\psi v_\psi = -F\frac{\partial\psi}{\partial x}\frac{\partial\psi}{\partial t}. \tag{1.43}$$

Ovaj izraz važi za bilo kakav transverzalni talas. Za sinusoidalni talas opisan talasnom funkcijom

$$\psi(x,t) = \psi_0 \sin(\omega t - kx), \tag{1.44}$$

dobija se da je **trenutna snaga** koja se prenosi kroz žicu

$$P = Fk\omega\psi_0^2 \cos^2(\omega t - kx). \tag{1.45}$$

Maksimalna vrednost se dešava kada je $\cos^2(\omega t - kx) = 1$, odnosno jednaka

$$P_{max} = Fk\omega\psi_0^2. \tag{1.46}$$

Kako je $\omega = ck$ i $c = \sqrt{F/\mu}$, maksimalna snaga

$$P_{max} = \sqrt{\mu F}\,\omega^2\psi_0^2\,. \tag{1.47}$$

Srednja snaga se može lako naći ako se zna da je srednja vrednost funkcije $\cos^2(\omega t - kx)$ jednaka 1/2. **Srednja snaga** koja se prenosi transverzalnim talasom je

$$P_{sr} = \frac{1}{2}\sqrt{\mu F}\,\omega^2\psi_0^2\,. \tag{1.48}$$

1.8.2 Longitudinalni talas u gasu

Pomeraj čestice je

$$\psi(x,t) = \psi_0 \sin(\omega t - kx)\,, \tag{1.49}$$

On je u pravcu x-ose jer se radi o longitudinalnom talasu. U gasu važi

$$p_d = -E_V \frac{\partial \psi}{\partial x}\,, \tag{1.50}$$

Na osnovu 1.49 sledi

$$p_d = E_V \psi_0 k \cos(\omega t - kx) = p_{d0}\cos(\omega t - kx)\,, \tag{1.51}$$

gde je

$$p_{d0} = E_V \psi_0 k = E_V \psi_0 2\pi/\lambda\,, \tag{1.52}$$

što je **amplituda pritiska**.

Talasi veće talasne dužine imaju manju amplitudu pritiska i obrnuto. Sredine sa većim zapreminskim modulom stišljiviosti imaju veću amplitudu.

Ako se talas širi kroz neku cev poprečnog preseka S, tada bi sila pritiska bila $F = p_d S$. Trenutna snaga je

$$P = F v_\psi = p_d S \frac{\partial \psi}{\partial t} = p_d S \psi_0 \omega \cos(\omega t - kx) = p_{d0} S \psi_0 \omega \cos^2(\omega t - kx)\,. \tag{1.53}$$

Srednja snaga je ($p_{d0} = E_V k\psi_0$, $E_v k = c^2\rho$)

$$P_{sr} = \frac{1}{2} S\psi_0 p_{d0}\omega = \frac{1}{2}\, S\frac{p_{d0}^2}{\rho c} = \frac{1}{2}\, S\sqrt{\rho E_V}\,\omega^2\psi_0^2\,. \tag{1.54}$$

1.8.3 Intenzitet talasa i nivo zvuka

Intenzitet talasa se definiše kao odnos srednje snage koja prolazi kroz jediničnu površinu, odnosno

$$I = \frac{P_{sr}}{S} = \frac{1}{2}\sqrt{\rho E_V}\,\omega^2\psi_0^2 = \frac{1}{2}\frac{c p_{d0}^2}{E_V} = \frac{1}{2}\frac{p_{d0}^2}{\rho c} = \frac{1}{2}\frac{p_{d0}^2}{\sqrt{\rho E_V}}\,. \tag{1.55}$$

Jedinica je [W/m^2].

S obzirom na to da je ljudsko uho osetljivo u širokom dijapazonu intenziteta, pogodno je koristiti logaritamsku skalu. Nivo zvuka se definiše kao

$$\beta = 10 \log_{10} \frac{I}{I_0} \,[\mathrm{dB}]\,, \tag{1.56}$$

gde je $I_0 = 1 \cdot 10^{-12}\, W/m^2$ referentni intenzitet zvuka. Radi se približno o pragu čujnosti.

Jedinica je bel (B), u čast Aleksandru Grahamu Belu.

Zadatak. Pronaći intenzitet zvučnog talasa kroz vazduh ako je amplituda talasa $p_{d0} = 30\,\mathrm{Pa}$, temperatura $t = 20^o\mathrm{C}$, a gustina vazduha $\rho = 1,2\,\mathrm{kg/m^3}$. **Rešenje.** Brzina longitudinalnih talasa kroz vazduh je $c = \sqrt{p\kappa/\rho} = 344\,\mathrm{m/s}$, gde je $\kappa = 7/5$. Intenzitet talasa je[2] $I = p_{do}^2/(2\rho c) = 1,1\,\mathrm{W/m^2}$.

Zadatak. Neka se pretpostavi da se želi da ozvuči površina hemisfere radijusa $R = 20\,\mathrm{m}$, tako da je na njoj intenzitet talasa $1\,\mathrm{W/m^2}$. Kolika je potrebna zvučna snaga da se emituje iz zvučnika koji je u centru hemisfere? Koliki je nivo zvuka na površini hemisfere? **Rešenje.** Površina hemisfere je $S = (1/2)4\pi R^2 = 2513\,\mathrm{m^2}$. Zvučna snaga je $P = SI = 2,5\,\mathrm{kW}$. Nivo zvuka je $\beta = 10 \log_{10} \dfrac{I}{I_0} = 120\,\mathrm{dB}$[3].

Zadatak. Odrediti koja membrana kod dvosistemske zvučne kutije vrši veća pomeranja u slučaju da se želi proizvesti isti intenzitet zvuka na niskim i visokim frekvenicijama. **Rešenje.** Kako je intenzitet zvuka $I = (1/2)\sqrt{\rho E_V}\,\omega^2\psi_0^2$, može se pisati $(1/2)\sqrt{\rho E_V}\,\omega_H^2\psi_{0H}^2 = (1/2)\sqrt{\rho E_V}\,\omega_L^2\psi_{0L}^2$, gde su ω_H i ω_L visoka i niska kružna učestanost, a ψ_{0H} i ψ_{0L} amplitude niskofrekventnih i visokofrekventnih talasa, respektivno. Sledi $\psi_{oL} = \psi_{0H}\,\omega_H/\omega_L$, što znači da membrana niskofrekventnog zvučnika mora vibrirati sa mnogo većom amplitudom nego membrana visokofrekventnog zvučnika.

Zadatak. Merenja su pokazala da najglasniji zvuk koje ljudsko uho može tolerisati bez bola ima amplitudu pritiska $p_{d0} = 30\,\mathrm{Pa}$ pri varijaciji oko atmosferskog pritiska $p_a = 1013\,\mathrm{m\,bar}$. Pronaći odgovarajući maksimalni pomeraj na frekvenciji $f = 1000\,\mathrm{Hz}$ pri brzini zvuka $c = 350\,\mathrm{m/s}$. **Rešenje.** Kako je $\omega = 2\pi f = 6283\,\mathrm{rad/s}$, tada je $k = \omega/c = 18\,\mathrm{rad/m}$ i adijabatski zapreminski moduo stišljivosti na normalnom atmosferskom pritisku $E_V = \kappa p_a = 1,4 \cdot 1,013 \cdot 10^5\,\mathrm{N/m^2} = 1,42 \cdot 10^5\,\mathrm{N/m^2}$, gde je $\kappa = 7/5$. Amplituda pomeraja je $\psi_0 = \dfrac{p_{d0}}{E_V k} = 12\,\mu\mathrm{m}$. Rezultat pokazuje da je amplituda pomeraja i za najjači zvuk ekstremno mala. Maksimalna varijacija pritiska za najtiši zvuk koji još može da se čuje na frekvenciji od 1000Hz je reda $3 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{Pa}$. Odgovarajuća amplituda pomeraja je oko $1 \cdot 10^{-11}\,\mathrm{m}$. Poređenja radi, dijametar molekula je reda $10^{-10}\,\mathrm{m}$. Stoga je uho izuzetno senzitivan organ.

Zdravo ljudsko uho je osetljivo na zvuke frekvencija između 20 Hz i 20 kHz. Više frekvencije se nazivaju **ultrazvukom**, a niže **infrazvukom**. Unutar

[2] Prag bola je na $1\,\mathrm{W/m^2}$.

[3] Prag bola je 120 dB; voz stvara buku od 90 dB, govor ima nivo od 65 dB, šapat ima nivo 20 dB, a šuštanje lišća je nivoa 10 dB.

oblasti čujnosti osetljivost uha varira sa frekvencijom. Zvuk na jednoj frekvenciji čini se glasnijim nego onaj istog intenziteta na drugoj frekvenciji. Na 1000 Hz minimalni nivo koji se može čuti je oko 0 dB, a na 200 Hz ili 15000 Hz je oko 20 dB. Osetljivost uha blizu gornje granične frekvencije obično opada sa godinama starosti osobe. Nivo iznad 120 dB, u okviru čujne oblasti, izaziva bol.

Primer. Ekspozicija zvuku nivoa 120 dB tokom 10 min privremeno pomera nivo čujnosti sa 0 dB na 28 dB. Desetogodišnje izlaganje zvuku od 92 dB izaziva trajno pomeranje nivoa čujnosti za 28 dB.

Intenzitet zvučnih talasa opada sa rastojanjem od izvora. Ako tačkasti izvor emituje zvuk u svim pravcima podjednako, zvučni talasi se mogu shvatiti kao sverni talasi pritiska. Intenzitet talasa se lako može sračunati kao

$$I_1 = I_2 \left(\frac{r_2}{r_1}\right)^2 , \tag{1.57}$$

gde je I_1 intenzitet na mestu r_1, a I_2 na mestu na rastojanju r_2.

Zadatak. Sirena stvara nivo zvuka od 80 dB na rastojanju od 20 m. Koliki je nivo zvuka na rastojanju od 2 m? **Rešenje.** Intenzitet zvuka sirene na rastojanju $r_2 = 20\,\mathrm{m}$ je $I_2 = I_0\, 10^{\beta_2/10}$, gde je $\beta_2 = 80\, dB$. Intenzite zvuka na mestu $r_1 = 2\,\mathrm{m}$ je $I_1 = I_2(r_2/r_1)^2 = I_2(20/2)^2 = 100 I_2$. Nivo zvuka je onda $\beta_1 = 10\log_{10}(100 I_2/I_0) = 10\log_{10} 100 + 10\log_{10} I_2/I_0 = 20 + \beta_2 = 100\,\mathrm{dB}$.

1.9 Superpozicija talasa i normalni modovi

Pri nailasku na granicu medijuma, talas se reflektuje, tako da je rezultantno talasno kretanje kombinacija upadnog i reflektovanog talasa. Dolazi do preklapanja talasa u istoj oblasti medijuma, koje se naziva **interferencijom**. U slučaju da postoje dve granične površine ili tačke, dolazi do ponovljenih refleksija. U takvim situacijama se konstatuje da se sinusoidalni talasi mogu desiti samo na određenim frekvencijama koje su određene osobinama i dimenzijama sredine. Pomenute određene frekvencije i odgovarajući talasi nazivaju se **normalnim modovima**.

1.9.1 Granični uslovi

Neka se posmatra transverzalni talas u zategnutoj žici. Šta se dešava kada talasni impuls ili sinusoidalni talas dođe do kraja žice?

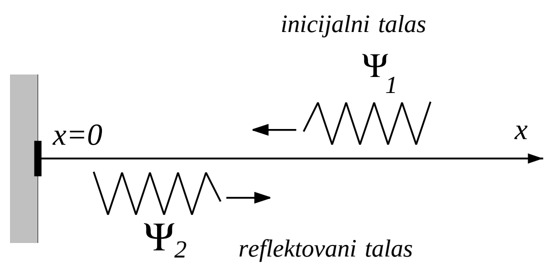
Ako je kraj žice pričvršćen za čvrsti oslonac, taj kraj žice se ne može pomerati. Pristigli talas razvija silu na oslonac; reakcija ove sile, od strane oslonca, deluje na žicu. Uzvratni udarac putuje unazad. Reflektovani impuls se kreće u suprotnom smeru prema inicijalnom impulsu, a i njegov pomeraj je takođe suprotan.

Sasvim različita situacija od ove je kada se jedan kraj može potpuno slobodno kretati u pravcu normalnom na dužinu žice. Na primer, žica može biti privezana za lagani prsten koji može da klizi po šipki, normalno postavljenoj na žicu, bez trenja. Prsten trpi naprezanje u pravcu žice, ali neće doći do razvoja transverzalne sile. Kada talas dođe do slobodnog kraja, on zaosciluje i stvori se reflektovani talas. Kada se refleksija dešava na slobodnom kraju, smer prostiranja je ponovo suprotan, ali je smer pomeraja isti kao za inicijalni impuls.

Fizički uslovi na kraju žice, kao što su prisustvo čvrstog oslonca ili potpuno odsustvo transverzalne sile, nazivaju se **graničnim uslovima**.

1.9.2 Transverzalni stojeći talas u zategnutoj žici

Do talasne funkcije stojećeg transverzalnog talasa dolazi se sabiranjem talasnih funkcija inicijalnog i reflektovanog talasa. Jednostavnosti radi, posmatraće se talasne funkcije dva talasa (koja se kreću u suprotnim smerovima) istih amplituda, perioda, talasnih dužina i polarizacije. Neka se te dve funkcije označe sa ψ_1 i ψ_2, pri čemu se usvaja da je ψ_1 upadni talas, koji putuje nalevo i koji kada dođe do tačke $x = 0$, od nje se reflektuje i ide nadesno — slika 1.3. Reflektovani talas se označava sa ψ_2. Treba se podsetiti da se reflektovani talas invertuje pri refleksiji. Talasna funkcija inicijalnog talasa, koji putuje sdesna nalevo, je



Slika 1.3: Superpozicija transverzalnih talasa u zategnutoj žici; $\psi_1(x,t) = \psi_0 \sin(\omega t + kx)$, $\psi_2(x,t) = -\psi_0 \sin(\omega t - kx)$. Treba primetiti da se reflektovani talas invertuje, pa otuda znak $-$ ispred amplitude.

$$\psi_1(x,t) = \psi_0 \sin(\omega t + kx)\,. \tag{1.58}$$

Talasna funkcija reflektovanog talasa, koji ide sa sleva nadesno, je[4]

$$\psi_2(x,t) = -\psi_0 \sin(\omega t - kx) = \psi_0 \sin(\omega t - kx + \pi)\,. \tag{1.59}$$

Talasna funkcija stojećeg talasa je suma pojedinačnih talasa ψ_1 i ψ_2

$$\psi(x,t) = \psi_1(x,t) + \psi_2(x,t) = \psi_0[\sin(\omega t + kx) - \sin(\omega t - kx)]\,. \tag{1.60}$$

[4] $\sin(\alpha + \pi) = -\sin(\alpha)$.

Korišćenjem elementarne trigonometrijske transformacije[5], lako se pokazuje da važi

$$\psi(x,t) = (2\psi_0 \cos\omega t)\,\sin kx\,. \tag{1.61}$$

Vidi se da ova talasna funkcija ima dva faktora: jedan koji zavisi samo od vremena i drugi koji zavisi samo od položaja. Faktor $\sin kx$ pokazuje da je u svakom trenutku vremena oblik žice sinusoidalna kriva. Amplituda je izraz u zagradi i ona varira sinusoidalno tokom vremena između $-2\psi_0$ i $2\psi_0$. Talasni oblik se ne pomera duž žice. On ostaje u istom položaju, ali amplituda postaje veća ili manja tokom vremena. Svaka tačka žice podleže sopstvenim harmonijskim oscilacijama, čije amplitude zavise od mesta duž x-ose. Za bilo koju tačku za koju je $\sin kx = 0$, pomeraj je uvek nula. To se dešava kada je

$$kx = 0,\ \pi,\ 2\pi,\ 3\pi,\ \ldots, \tag{1.62}$$

ili

$$x = 0,\ \pi/k,\ 2\pi/k,\ 3\pi/k,\ \ldots, \tag{1.63}$$

ili ($k = 2\pi/\lambda$)

$$x = 0,\ \lambda/2,\ 2\lambda/2,\ 3\lambda/2,\ \ldots. \tag{1.64}$$

Ove tačke se nazivaju **čvorovima** i one se uopšte ne pomeraju. Između čvorova leže tačke nazvane **trbusima** (ili antičvorovima), u kojima je amplituda oscilovanja maksimalna. Pošto se čini da se talasni oblik ne pokreće u bilo kom pravcu žice, ovaj talas se naziva **stojećim talasom**.

Ako je žica, dužine L, učvršćena na oba kraja i u njoj se proizvede sinusoidalan talas, doći će do refleksije i re-refleksije na krajevima. Talasi superponiraju i formiraju stojeći talas. Oba kraja te žice moraju biti čvorovi. Susedni čvorovi su na rastojanju $\lambda/2$. Dužina žice stoga može biti $L = 1(\lambda/2)$, $L = 2(\lambda/2)$, $L = 3(\lambda/2)$ itd. Generalno, može se napisati

$$L = n\frac{\lambda}{2},\quad n = 1, 2, 3, \ldots, \tag{1.65}$$

što znači da stojeći talas može egzistirati u žici, koja je učvršćena sa oba kraja, samo ako talasne dužine zadovoljavaju prethodni izraz. Drugačije rečeno

$$\lambda_n = \frac{2L}{n},\quad n = 1, 2, 3, \ldots, \tag{1.66}$$

Stojeći talas nije moguć kad god talasna dužina nije jednaka nekoj od tih vrednosti.

Odgovarajuća serija mogućih frekvencija je

$$f_n = \frac{c}{\lambda_n},\quad n = 1, 2, 3, \ldots. \tag{1.67}$$

[5] $\sin(\alpha \pm \beta) = \sin\alpha\cos\beta \pm \cos\alpha\sin\beta$

Najniža frekvencija f_1 odgovara najvećoj talasnoj dužini λ_1. Frekvencija

$$f_1 = \frac{c}{2L} \tag{1.68}$$

se naziva **fundamentalnom frekvencijom**. Ostale frekvencije su $2f_1$, $3f_1$ itd. Sve su to celobrojni umnožci od od f_1, što se može napisati kao

$$f_n = nf_1\,, \quad n = 1, 2, 3, \ldots\,. \tag{1.69}$$

Ove frekvencije, sve celobrojni umnožci od f_1, se nazivaju **harmonicima**. Serija ovih harmonika se naziva **harmonijska serija**. Muzičari nazivaju harmonike frekvencije $2f_1$, $3f_1$ i tako dalje **višim tonovima**. Harmonik frekvencije f_2 je drugi harmonik, ali prvi viši ton itd.

Normalni mod je kretanje kod koga se sve čestice žice kreću sinusoidalno istom frekevencijom. Postoji beskonačno mnogo normalnih modova sa karakterističnom frekvencijom vibracija. Međutim, može postojati više različitih viših tonova. Kretanje je tada superpozicija tih normalnih modova. Svako moguće kretanje žice može se predstaviti kao superpozicija normalnih modova. Takav način predstavljanja se naziva **harmonijska analiza**.

Stojeći talas, za razliku od progresivnog, ne prenosi energiju.

1.9.3 Longitudinalni stojeći talas

Pri prolasku longitudinalnih talasa kroz gas (fluid) u cevi konačne dužine dolazi do refleksije talasa na ivicama cevi i do superpozicije tih talasa koja putuju u suprotnim smerovima. Kada se refleksija dešava na zatvorenom kraju cevi, pomeraj čestice mora biti nula i na tom mestu je **čvor pomeraja**. Ako je cev otvorena, na tom kraju je **trbuh pomeraja**.

Longitudinalni talas u stubu gasa reflektuje se od otvorenog i zatvorenog kraja cevi na isti način kao što se transverzalni talas u žici reflektuje od učvršćene i slobodne tačke.

U čvoru pomeraja varijacija pritiska iznad i ispod srednje vrednosti je maksimalna. Na tim mestima su **trbusi pritiska**.

U trbusma pomeraja pritisak se ne menja i na tim mestima su **čvorovi pritiska**.

Na otvorenom kraju uzane cevi je čvor pritiska jer je na tom mestu prisutan atmosferski pritisak koji je konstantan. Zbog toga je otvoren kraj cevi uvek trbuh pomeraja.

Za vizuelnu predstavu crtaju se čvorovi i trbusi pomeraja.

Ako je *cev otvorena sa oba kraja*, čvorovi pritiska su na njima i dužina cevi L i talasna dužina λ moraju biti povezani sa $L = \lambda/2$. Frekvencija oscilovanja je $f_1 = c/(2L)$. Drugi harmonik (prvi viši ton) nastaje ako je $L = 2\lambda/2$. Odgovarajuća frekvencija je $f_2 = c/\lambda = 2f_1$.

Talasne dužine normalnih modova su

$$\lambda_n = \frac{2L}{n}\,, \quad n = 1, 2, 3, \ldots\,. \tag{1.70}$$

Odgovarajuće frekvencije $f_n = c/\lambda_n$ su frekvencije normalnih modova u otvorenoj cevi na oba kraja. Nije teško pokazati da je

$$f_n = nf_1\,, \quad n = 1, 2, 3, \ldots . \tag{1.71}$$

Ako je cev otvorena na jednom kraju, a zatvorena na drugom kraju, trbuh pomeraja je na otvorenom kraju, dok je čvor pomeraja na zatvorenom kraju cevi. Rastojanje između čvora i susednog trbuha pritiska je $\lambda/4$. Fundamentalna frekvencija je $f_1 = c/\lambda_1 = c/(4L)$. Frekvencija n-tog harmonika je

$$f_n = nf_1\,, \quad n = 1, 3, 5, \ldots . \tag{1.72}$$

Treba primetiti da sem osnovnog moda mogu egzistirati samo neparni harmonici (treći, peti itd.)

Cev zatvorena sa jednog kraja ima dva puta nižu frekvenciju nego cev otvorena sa oba kraja, ali iste dužine. Muzičari kažu da takva cev ima za oktavu niži ton[6].

1.10 Doplerov efekat

Kada su izvor zvuka i slušalac (posmatrač) u relativnom kretanju jedan prema drugome, frekvencija zvuka koju čuje slušalac nije ista kao frekvencija izvora. Sigurno ste primetili da kada vam se približava automobil sa uključenom sirenom frekvencija zvuka opada kada se kola udaljavaju od vas.

Jednostavnosti radi posmatraće se samo specijalan slučaj kada brzine izvora i slušaoca leže na pravcu koji spaja izvor i slušaoca. Neka su v_S i v_L brzine izvora i slušaoca, respektivno. Neka se usvoji pozitivan smer od L do S, pa će v_L i v_S imati algebarski znak prema tom smeru. Brzina zvuka c je uvek pozitivna.

Neka se pozmatrač L kreće brzinom v_L prema nepokretnom izvoru S. Izvor emituje zvučne talase frekvencije f_S. Ekvifazne površine su na rastojanju λ_S. Talasi koji dolaze do pokretnog posmatrača imaju brzinu prostiranja relativno prema posmatraču $c + v_L$, tako da frekvencija f_L koju čuje posmatrač postaje

$$f_L = \frac{c + v_L}{\lambda_s} = \frac{c + v_L}{c/f_S} = f_s \frac{c + v_L}{c}\,. \tag{1.73}$$

Na taj način slušalac koji ide ka izvoru (tada je $v_L > 0$) čuje višu frekvenciju nego nepokretni posmatrač.

Slušalac koji ide od posmatrača (tada je $v_L < 0$) čuje nižu frekvenciju nego da je nepokretan.

Može se, na kraju, pretpostavi da se i izvor kreće brzinom v_S. Brzina zvuka relativno prema vazduhu neka je i dalje c. Sada talasna dužina više nije jednaka c/f_S. Evo zašto. Vreme za emisiju jednog ciklusa talasa (period) je $T_S = 1/f_S$. Za to vreme talas pređe rastojanje $cT_s = c/f_S$, a izvor pređe rastojanje $v_S T_S =$

[6] Odnos frekvencija 1 : 2 predstavlja oktavu.

v_S/f_S. Talasna dužina je rastojanje između dve uzastopne ekvifazne površine i različita je ispred i iza talasnog izvora. Talasi se sabijaju ispred izvora, a šire iza izvora. Talasna dužina iza izvora (bliže slušaocu) je $\lambda_S = (c + v_S)/f_s$. Kako je $f_L = (c + v_L)/\lambda_S$, konačno se dobija

$$f_L = f_S \, \frac{c + v_L}{c + v_S}. \tag{1.74}$$

1.11 Difrakcija

Difrakcija je savijanje talasa oko malih prepreka i širenje talasa iza malih otvora. "Mali" znači da su prepreke i otvori mnogo manji od talasne dužine. Na primer, u koncertnoj dvorani će te čuti zvuk iako sedite iza stuba, a takođe ćete čuti zvuk i kroz otvorena vrata jer talas difrakcijom prolazi kroz male otvore. Pošto je difrakcija izraženija za veće talasne dužine, lako je razumeti zašto se iza prepreka bolje čuju niske frekvencije.

1.12 Polarizacija

Važna osobina transverzalnih talasa je polarizacija. Transverzalni talas u zategnutoj žici može se formirati pokretanjem jednog njenog kraja (dok je drugi učvršćen) gore-dole ili levo-desno. U oba slučaja pomeraj je transverzalan u odnosu na žicu. Ako se kraj žice pomera gore-dole, kretanje žice se odvija u vertikalnoj ravni. Međutim, ako se ako se kraj pomera bočno, talas se kreće u horizontalnoj ravni. U oba ova slučaja kaže se da je talas **linearno polarizovan**. Individualne čestice idu gore-dole (levo-desno) po pravim linijama normalnim na žicu.

Kretanje takođe može biti mnogo složenije, sadržavajući horizontalnu i vertikalnu komponentu. Ako se kombinuju dva upravna transverzalna sinusoidalna talasa istih amplituda, ali sa faznom razlikom, rezultantno kretanje je kružno.

Moguće je nepraviti uređaj uz čiju pomoć je moguće odvojiti različite tipove kretanja. Neka se iseče tanak prorez u ploči i kroz njega provuče žica i ona postavi upravno na ploču. Svako transverzalno kretanje paralelno prorezu prolazi bez uticaja, dok je svako kretanje koje je upravno na prorez blokirano.

Sadržaj

List of Figures