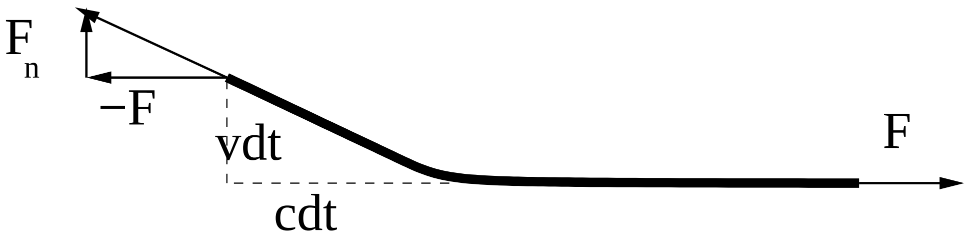


Slika 1: Hitrost razširjanja motnje v napeti vrvi

Valovanje
Mehansko valovanje
Naštejmo nekaj vrst mehanskih valovanj: valovanje vzdolž napete vrvi ali žice, valovanje na vodni površini, zvočno valovanje, potresni valovi, itd. Naštete valovanja se razlikujejo v tem, da se razširjajo v eni, dveh ali treh razsežnostih in da nihajo delci snovi vzdolž ali pravokotno na smer razširjanja valovanja. V prvem primeru govorimo o vzdolžnem ali longitudinalnem valovanju, v drugem primeru pa o prečnem ali transverzalnem valovanju.
Hitrost potovanja motnje
Po strunah, žicah in vrveh se razširja transverzalno valovanje. Poglejmo, s kakšno hitrostjo se razširja po vodoravni vrvi, ki je napeta s silo F, če zmotimo vrv tako, da jo dvigamo na enem od koncev s hitrostjo v. Celotna vrv se ne bo odzvala v trenutku na dviganje konca vrvi, ampak bo koleno med poševnino in nezmotenim vodoravnim delom potovalo z enakomerno hitrostjo c vzdolž vrvi. Za določitev hitrosti potovanja motnje uporabimo izrek o ohranitvi gibalne količine, ki pravi, da je sunek sile v smeri navzgor enak spremembi gibalne količine tistega dela vrvi, ki jo je že dosegla motnja

$$F_n dt = \mu c dt v \quad . \qquad (*)$$

F_n je navpična sila, s katero dvigujemo vrv, μ je masa na dolžinsko enoto in cdt je dolžina tistega dela vrvi, ki ga je dosegla motnja. Če hočemo določiti hitrost razširjanja motnje, upoštevamo podobnost dveh trikonikov: trikotnik sil s katetama F_n in F ter trikotnik hitrosti s katetama v in c. Zapis podobnosti nam da $F_n/F = v/c$ (sl. 1). Ko postavimo to razmerje v enačbo (*), dobimo

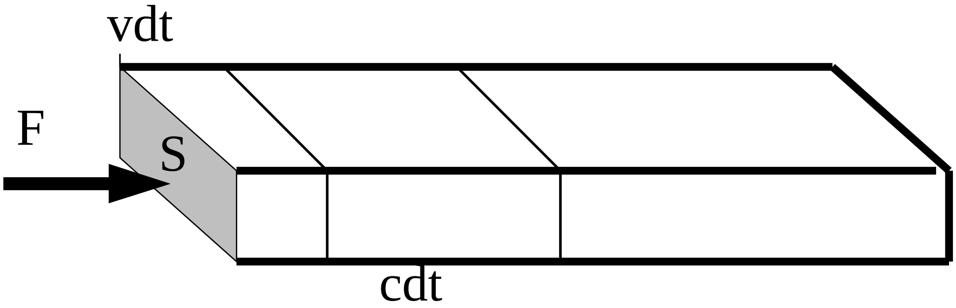
$$c = \sqrt{F/\mu} \quad . \qquad (M87)$$

To je hitrost razširjanja motnje vzdolž vrvi in je istočasno enako tudi hitrosti razširjanja valovanja vzdolž vrvi.
Na podoben način določimo tudi hitrost razširjanja motnje v elastičnem sredstvu, za katero velja Hookov zakon. Dolgo palico s presekom S zmotimo z vzdolžnim udarcem na enem koncu, tako da začne čelo palice lesti navznoter s hitrostjo v, meja med deformiranim in nedeformiranim delom palice pa se pomika naprej s hitrostjo, ki ji pravimo hitrost razširjanja motnje, in jo zopet označimo s c. Za tako deformirano krajišče palice zapišemo Hookov zakon (sl. 2) v obliki $F/S = Evdt/(cdt)$. Zakon o ohranitvi gibalne količine pa se zapiše v obliki $Fdt = \rho S c dt v$. Ko iz sistema enačb eliminiramo spremenljivki F in v, dobimo za c rešitev

$$c = \sqrt{E/\rho} \quad . \qquad (M88)$$

Na podoben način dobimo tudi hitrost razširjanja transverzalne motnje motnje

$$c = \sqrt{G/\rho} \quad , \qquad (M89)$$



Slika 2: Razširjanje motnje skozi elastično sredstvo

za tekočine pa dobimo hitrost razširjanja longitudinalne motnje v obliki

$$c = 1/\sqrt{\chi\rho} \quad . \qquad (M90)$$

kjer je χ stisljivost tekočine. Stisljivost idealnih plinov, med katere se uvršča tudi zrak, je $\chi = 1/(\kappa p)$. Za dvoatomne pline velja $\kappa = 1.4$, tako da dobimo za hitrost razširjanja zvoka vrednost $c = 340 m/s$.

Sinusno valovanje v eni razsežnosti

Valovanje, ki se razširja vzdolž vrvi v pozitivni smeri koordinate x, zapišemo v obliki

$$y = y_0 cos(\omega t - kx + \delta) \quad . \qquad (M91)$$

V tem izrazu je y_0 višina vala (bolj natančno: polovična višinska razlika med najvišjo in najnižjo točko valovanja), ω je krožna frekvenca nihanja delcev vrvi, k je valovni vektor ($k = 2\pi/\lambda$) in δ je poljuben fazni kot. Do izraza za zapis valovanja pridemo na ta način, da smiselno strnemo zapis za gibanje posameznih delcev vrvi, ki sinusno nihajo $y = y_0 cos(\omega t + \delta_t)$ in zapis za obliko sinusnega vala $y = y_0 cos(2\pi x/\lambda + \delta_x)$ in da upoštevamo, da je valovanje pojav, pri katerem nespremenjena sinusna oblika vala potuje naprej s hitrostjo c. Od tod sledi tudi pomembna zveza med frekvenco $\nu = \omega/(2\pi)$, valovno dolžino λ in hitrostjo razširjanja valovanja

$$c = \lambda\nu \quad . \qquad (M92)$$

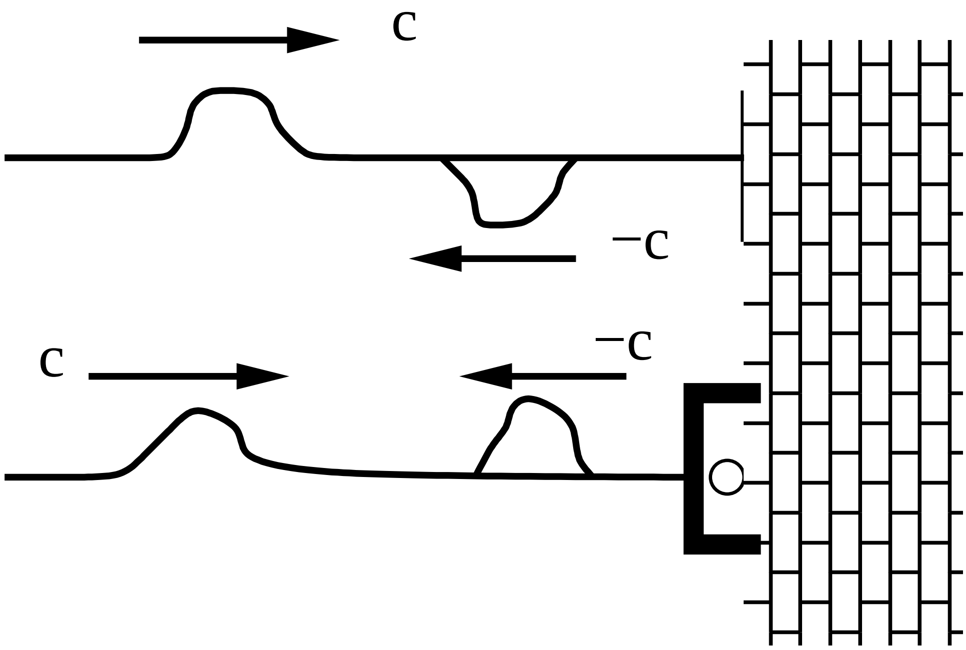
Za valovanje, ki se razširja v negativni smeri osi x, nastopa v (M91) pred produktom kx pozitiven znak.

Odboj valovanja

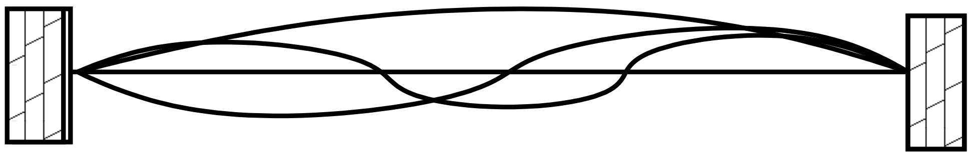
Valovanje se na meji dveh sredstev (na primer na stiku dveh različno napetih vrvi) delno odbije, tako da ga del potuje naprej, del pa se vrača. Še bolj očiten je odboj na koncu sredstva - na primer na koncu pritrjene ali proste vrvi ali na robu bazena. Obstojata dve vrsti odboja: z isto in z nasprotno fazo. Odboj z isto fazo je takšen, pri katerem ima odbito valovanje nasprotno smer razširjanja in enako smer odmikov, pri odboju z nasprotno fazo pa se pojavijo doline, kjer bi pričakovali vrhove in obratno (sl. 3).

Stoječe valovanje

Dva vala, ki potujeta v nasprotnih smereh, se seštejeta v stoječ val. O tem se prepričamo,



Slika 3: Odboj motnje z enako in z nasprotno fazo



Slika 4: Stoječi valovi na struni

če seštejemo dva izraza oblike (M91) z različnima znakoma pred členom kx v argumentu kosinusove funkcije. Uporabimo trigonometrijsko formulo, s katero pretvorimo vsoto dveh kosinusov v njun produkt in dobimo

$$y = 2y_0 cos(kx) cos(\omega t) \quad . \tag{M93}$$

Stojna valovanja opažamo v vodnih bazenih, pri strunah in v piščalih.

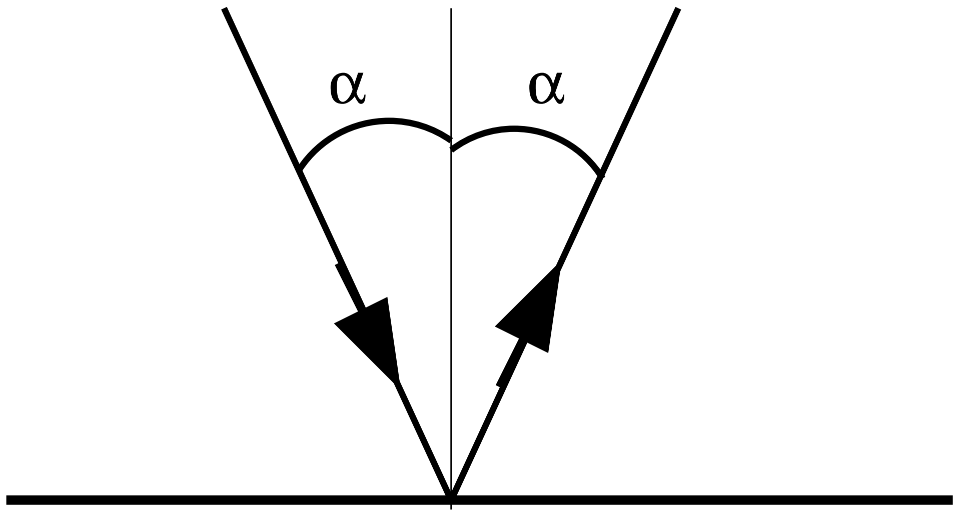
Zvočila, strune, piščali

Piščalim in glasbenim instrumentom na strune lahko napovemo frekvenco zvoka, ki ga bodo oddajali. Strune, ki so vpete na obeh krajiščih, valujejo tako, da valovi vzdolž strune ne tečejo, ampak stojijo na mestu, delci strune pa sinusno nihajo, tako da je njihova amplituda v odvisnosti od spremenljivke x, ki teče vzdolž strune, podana s prvim faktorjem v obliki kosinusove funkcije v enačbi (M93). Enačba $c = \lambda\nu$ določa frekvenco tona, ki jo oddaja struna:

$$\nu_N = Nc/(2l) \tag{M94}$$

(sl. 4). Podoben izraz dobimo tudi za piščali, vendar je rezultat odvisen od tega, kako je piščal izdelana. Na koncu je piščal lahko odprta ali zaprta in je tam vozel ali hrbet valovanja, pri ustju pa je spet lahko vozel ali hrbet, tako da je raznolikost višin tonov pri piščalih velika.

Interferenca valovanja



Slika 5: Odboj valovanja

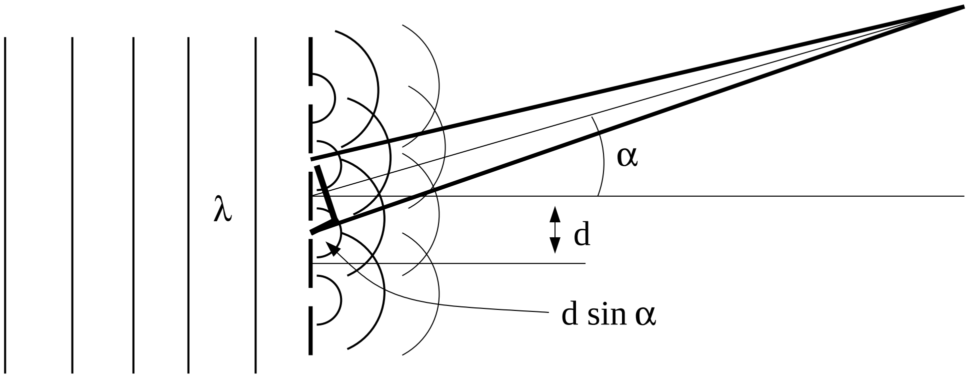
Dve valovanji, ki se na eni sami vrvi srečata, ali se naložita drugo na drugo v primeru, ko ko se dve vrvi nadaljujeta v tretjo vrv, seštejemo tako, da seštejemo izraza za njuna zapisa. Omenimo le tri primere: a) dve valovanji, ki potujeta v isti smeri in imata enako amplitudo in valovno dolžino, se bosta ojačali, kadar se vrhovi in doline srečajo in se seštejejo. To se zgodi, kadar se fazi obeh valovanj razlikujeta za cel mnogokratnik števila 2π. b) Kadar razlika faz znantno odstopa od mnogokratnika števila 2π, je valovanje, ki izhaja kot vsota dveh valovanj, oslabljeno. V posebnem primeru, ko je razlika faz zelo blizu lihemu nogokratniku števila π, se valovanji uničita. c) Dve valovanji z enako valovno dolžino in amplitudo, ki potujeta v nasprotnih smereh, se seštejeta v stoječe valovanje, kot smo videli zgoraj. Primer takšnega valovanja je nihanje strun na glasbenih inštrumentih.

Valovanje v dveh in treh razsežnostih
Pri odboju ravninskega valovanja, ali valovanja, ki se razširja v trirazsežnem prostoru, moramo povedati tudi, v kateri smeri se bo razširjalo odbito valovanje.
Odbojni zakon določa, da se odbito valovanje razširja v takšni smeri, da je odbojni kot enak vpadnemu kotu. Kota merimo glede na pravokotnico na mejo med sredstvoma, ki povzroča odboj. Glej sliko 6!

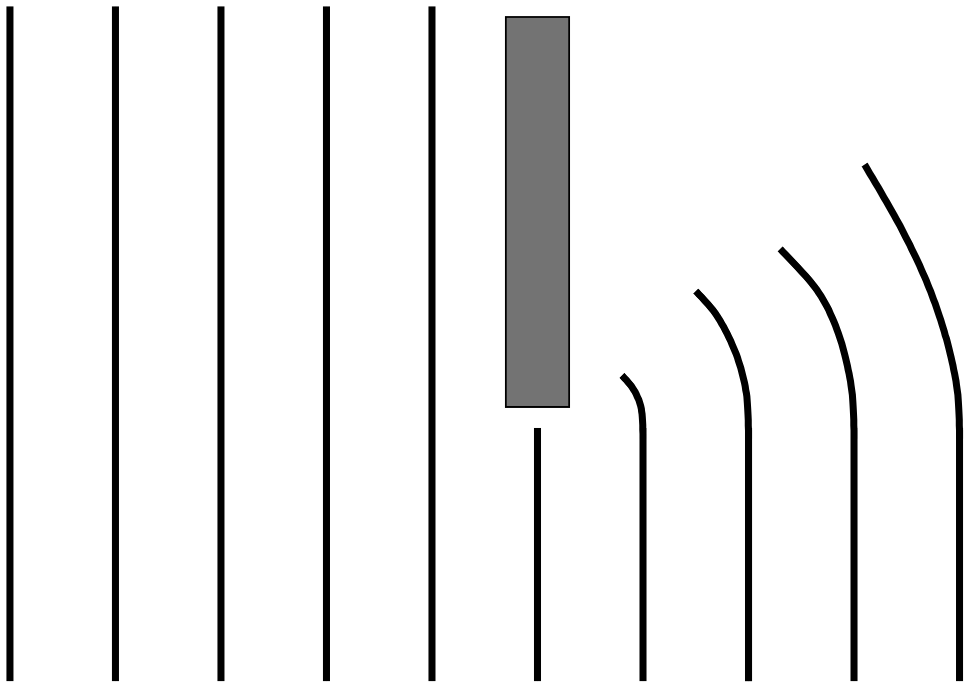
Interferenca na mrežici je pojav, ki ga opazimo, kadar pada valovanje na ravninsko prepreko, ki je oblikovana tako, da prepušča valovanje le vzdolž ravnih vzporednih rež, ki so razmaknjene za razdaljo d. Na drugi strani te prepreke se bodo prepuščeni deli valovanja ojačali le v smereh, kjer bo razlika med njihovimi potmi cel mnogokratnik valovne dolžine. Če pade valovanje pravokotno na ravnini z režami, je razlika poti med prispevkoma, ki gresta skozi dve sosednji reži, enaka $dsin\alpha$, kjer je α kot med izbrano smerjo in pravokotnico na ravnino rež. Pogoj za ojačanje se torej zapiše

$$dsin\alpha = N\lambda \quad . \qquad (M95)$$

Pogoj za ojačanje je vedno izpolnjen v smeri naravnost naprej za $\alpha = 0$, dodatna ojačanja pa dobimo samo v primeru, da velja $d > \lambda$. Glej sliko 5!



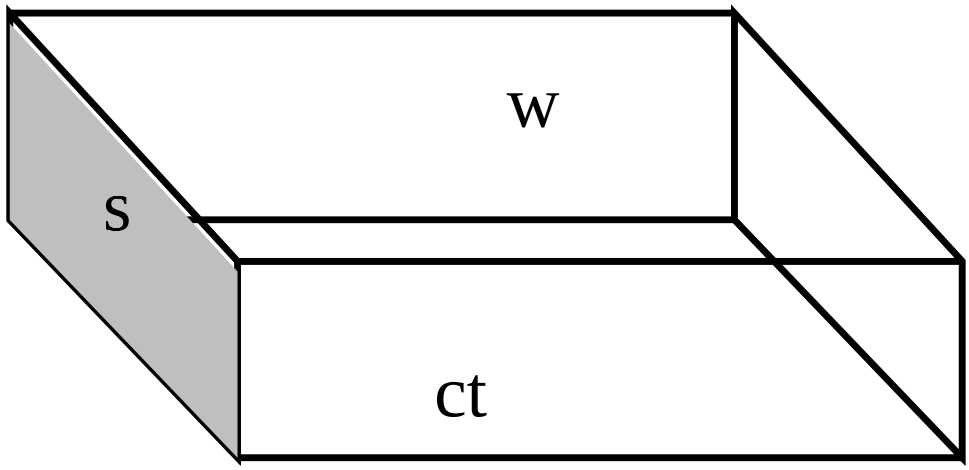
Slika 6: Interferenca na mrežici



Slika 7: Uklon valovanja

Uklon valovanja, Huyghensovo načelo
Valovanje se ne razširja od izvira samo naravnost naprej ampak tudi v področje sence. Pravimo, da se na ovirah valovanje uklanja. Ta pojav pojasnimo s Huyghensovim načelom, ki pravi, da je vsaka točka valovanja izvor novega valovanja. Huyghensovo načelo daje torej poudarjeno veljavo krožnim valovom v dveh razsežnostih in krogelnim valovom v treh razsežnostih. Ravni valovi so v luči tega načela le seštevek prej omenjenih valov. Ko pa ravni valovi zadanejo na oviro, kot je na primer zgoraj omenjena uklonska mrežica, se izkaže, da so pri napovedi nadaljnjega razširjanja krožni in kroglasti valovi res pravšnji gradbeni elementi. Glej sliko 7!

Energija valovanja in jakost zvoka
Delci sredstva, vzdolž katerega se razširja valovanje, nihajo, z nihanjem pa sta povezani kinetična in njej komplementarna prožnostna ali potencialna energija. Ko valovanje potuje,



Slika 8: K izpeljavi godtote energijskega toka valovanja

nosi s seboj energijo. Energijski tok skozi neko ploskev S, ki je postavljena pravokotno glede na smer razširjanja valovanja, lahko zapišemo kot produkt volumske gostote energije valovanja in hitrosti razširjanja valovanja:

$$P = Swc \ \ .$$

Ta zapis je rezultat premisleka, da preteče skozi ploskev S v času t vsa energija, ki je znotraj prizme z osnovnico S in višino ct. Ploskovno gostoto energijskega toka pa dobimo, če energijski tok P delimo z velikostjo ploskve S, torej

$$j = wc \qquad (M96)$$

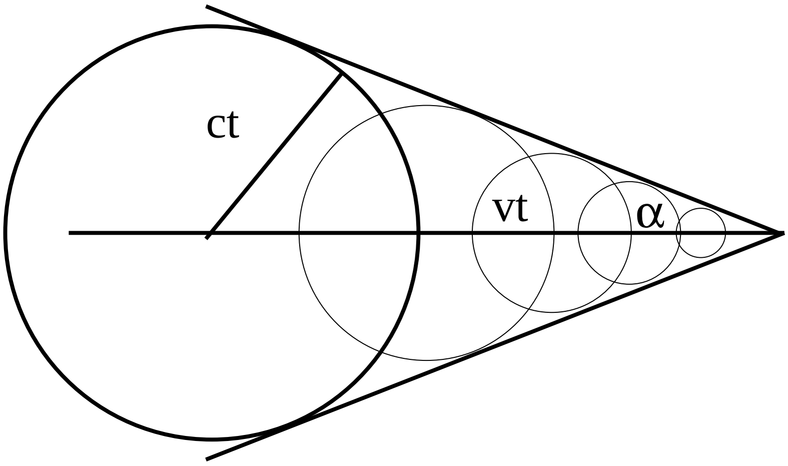
(sl.8). Preostane nam še, da povemo kaj o gostoti energije sredstva, ki valuje. Glede kinetične energije je odgovor enostaven, saj lahko uporabimo kar izraz za energijo nihanja in ga delimo s prostornino ter dobimo $w_{kin} = \rho\omega^2 y_0^2/4$. V tem izrazu je ω krožna frekvenca nihanja delcev sredstva, ki valuje $\omega = 2\pi c/\lambda$, y_0 pa je amplituda odmikov sredstva od ravnovesne lege. Faktor $1/4$ v izrazu za w_{kin} je produkt faktorja $1/2$, ki izhaja iz izraza za kinetično energijo in še enega enakega faktorja, ki je rezultat povprečenja po kosinusovi ali sinusovi funkciji, s katero izražamo odmik v odvisnosti od kraja in časa. Celotna gostota energijskega toka je seštevek kinetičnega prispevka in njegovega komplementa, ki je pri večini valovanj elastična energija. Tako kot smo videli pri nihanju, je tudi pri valovanju v povprečju prispevek kinetične energije enak prispevku elastične energije, tako da je končni izraz za gostoto energijskega toka enak

$$j = 2\rho c^3 \pi^2 y_0^2/\lambda^2 \ \ . \qquad (M97)$$

Najnižja vrednost gostote energijskega toka, ki jo človeško uho še zazna je enaka $j_0 = 10^{-12} W/m^2$. Glasnost nekega oddajnika zvoka je desetkratnik desetiškega logaritma razmerja med dejansko in najšibkejšo še zaznavno gostoto energijskega toka:

$$glasnost = 10 \times log(j/j_0) \ \ , \qquad (M98)$$

kjer je j_0 ravnokar omenjena vrednost $10^{-12} W/m^2$. Enota za glasnost je *decibel* ali fon. Razpon glasnosti je od nič fonov, ko ima gostota energijskega toka vrednost j_0 do 120 fonov, ko postane zaznavanje zvoka boleče (hrup reakcijskega motorja v neposredni bližini.)



Slika 9: Machov stožec

Pri večjih gostotah energijskega toka nima več smisla količinsko določati glasnosti. Glasnost človeškega govora v neposredni bližini govorca je 50 do 60 fonov. Gostota energijskegas toka točkovnega izvora valovanja, ki oddaja valovanje v vse smeri enakomerno, pada s kavadratom oddaljenosti od izvora, saj lahko zapišemo

$$j(r) = P/(4\pi r^2) \ . \qquad (M99)$$

Z logaritmiranjem tega izraza dobimo odvisnost glasnosti od razdalje od zvočila. Enačba (M97) je uporabna tudi za napovedovanje gostote energijskega toka potresnega valovanja.

Dopplerjev pojav

Če se zvočilo, ali izvor kakšne druge vrste valovanja giblje, bodo valovne fronte v smeri gibanja izvora gostejše, kot pri valovanju, ki se razširja v nasprotni smeri od smeri gibanja zvočila. Tako bo sprejemnik valovanja zaznal v prvem primeru višjo, v drugem primeru pa nižjo frekvenco. Račun zvišanja, oziroma znižanja frekvence poteka tako, da zapišemo enačbo, ki pravi, da je v času enega nihaja izvora valovanja ($T = 1/\nu$) pretečena pot izvora (vT) in pretečena pot valovanja (cT) enaka valovni dolžini, ki jo izmeri mirujoč opazovalec: $v/\nu + c/\nu = \lambda^{,}$. Tudi za valovanje s spremenjeno valovno dolžino velja zveza $c = \lambda^{,}\nu^{,}$ in tako dobimo

$$\nu^{,} = \nu/(1 - v/c) \ . \qquad (M100)$$

Na podoben način, kot za primer gibajočega se oddajnika in mirujočega sprejemnika, dobimo tudi izraz za spremenjeno frekvenco v primeru gibajočega se sprejemnika in mirujočega oddajnika valovanja:

$$\nu^{,} = \nu(1 + v/c) \ . \qquad (M101)$$

Če je hitrost približevanja izvora valovanja mirujočemu sprejemniku večja od hitrosti razširjanja valovanja, bo odddajnik prej dosegel sprejemnika, kot valovanje, ki ga oddaja. V takem primeru pravkar zapisane enačbe ne moremo uporabiti. Valovanje okrog gibajočega se sprejemnika bo napolnjevalo stožec (pravimo mu Machov stožec - sl. 9), katerega polovični kot pri vrhu je podan z enačbo

$$sin\alpha = c/v \ . \qquad (M102)$$