

je v lietadle, a b) keď je to obrátene. Pre jednoduchosť pre rýchlosť zvuku vo vzduchu budeme písať približne $c = 300$ m/s.

V prvom prípade $u = 0$, $v = -100$ ms⁻¹, a teda

$$v'_1 = \frac{300 + 100}{300} v = \frac{4}{3} v$$

avšak v druhom prípade $u = 100$ ms⁻¹ a $v = 0$, takže

$$v'_2 = -\frac{300}{300 - 100} v = -\frac{3}{2} v$$

Podiel $v'_2 : v'_1 = \frac{3}{2} : \frac{4}{3} = -\frac{9}{8}$ značí, že tieto frekvencie v'_2 a v'_1 tvoria veľkú hudobnú sekundu (čl. 9.4).

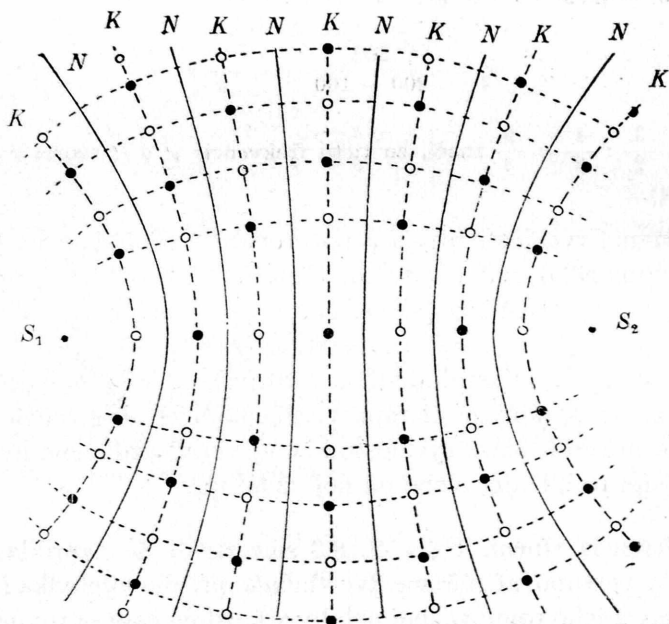
Vplyv relatívnej rýchlosti zdroja a pozorovateľa vzhľadom na ovzdušie na frekvenciu prijímaného zvuku odvodil Christian Doppler r. 1842, profesor na vtedajšej pražskej technickej škole. Podľa jeho mena zákonitosť vyjadrená vzorcami (2), (4) a (5) sa nazýva *Dopplerov princíp*. Dopplerov princíp má veľký význam najmä v astronómii a astrofyzike, lebo pomocou neho zo zmeny rôznym spektrálnym čiaram prislúchajúcich frekvencií svetelných kmitov možno určovať, akou rýchlosťou sa aj veľmi vzdialené hviezdy alebo hmloviny k Zemi približujú, alebo od nej vzdalujú.

8.10. Interferencia vlnení. Už v čl. 8.3 sme zistili, že napríklad po strune môžu proti sebe postupovať súčasne dve vlnenia, pričom výchylka ľubovoľného elementu struny z jeho rovnovážnej polohy v každom čase sa rovná súčtu tých výchylek, ktoré by nastali, keby po strune postupovalo vždy len jedno vlnenie. To isté platí aj pre pružnú tyč a vzdušný stĺpec vo valci. Je to dôsledok toho, že príslušné diferenciálne rovnice sú vo všetkých troch prípadoch, ktorými sme sa zaoberali, homogénne a prvého stupňa. *Skladanie dvoch* alebo aj *väčšieho počtu vlnení*, pričom sa výsledná výchylka (alebo aj iná veličina charakterizujúca tento dej) rovná súčtu výchylek (príslušných iných veličín) v jednotlivých čiastočných vlneniach, nazýva sa podľa Fresnela¹⁾ *interferencia (kríženie)* vlnení. Vieme už, že interferenciou dvoch inakšie rovnakých, avšak s rovnakou rýchlosťou proti sebe postupujúcich harmonických vlnení vzniká vlnenie stojaté, chvenie.

Pretože diferenciálne rovnice vlnení postupujúcich v neohraničených alebo ľubovoľne ohraničených prostrediach sú všetky tiež homogénne a prvého

¹⁾ Augustin Jean Fresnel (1788–1827), francúzsky fyzik, ktorý sa prevažne zaoberal fyzikálnou optikou, najmä interferenciou, polarizáciou, dvojlomom a ohybom svetla. Štúdium týchto javov priviedlo ho k poznaniu, že svetlo je priečne vlnenie.

stupňa, aj v týchto prípadoch je možná interferencia podľa rovnakých pravidiel. V týchto prípadoch môže však nastať interferencia vlnení postupujúcich v najrôznejších smeroch. Konečne interferovať môžu aj najznámejšie aj najľahšie pozorovateľné vlnenia, vlnenia šíriace sa napríklad po vodnej hladine. Príčinou vlnenia vodnej hladiny nie je však deformácia pružného prostredia, ale



Obr. 8.22

porušenie rovnováhy pri povrchu kvapaliny, ktorá sa nachádza v silovom poli zemskom. Vlnenie vodnej hladiny sa preto volá i *vlnenie gravitačné* a je to jav fyzikálne podstatne zložitejší ako všetky vlnenia, ktorými sme sa doteraz zaoberali. Príslušné diferenciálne rovnice odvodzovať nebudeme. V zhode s hrubým pozorovaním budeme len predpokladať, že aj po vodnej hladine sa môže šíriť aspoň približne harmonické priečne vlnenie, postupujúce vo všetkých smeroch rovnakou rýchlosťou, pričom sa amplitúda vlnenia so vzdialenosťou od bodového zdroja rozruchu podľa nejakého zákona znižuje, a že dve takéto vlnenia môžu interferovať podľa rovnakých zákonov ako vlnenia v iných prípadoch. Budeme sa zaoberať najprv interferenciou vlnení na vodnej hladine.

Predstavme si, že proti dvom bodom S_1 a S_2 na vodnej hladine fúkame z úzkych rúrok vzduch, ktorého prúd s vhodnou frekvenciou pravidelne

prerušujeme (obr. 8.22). Z týchto dvoch miest sa po vodnej hladine šíri po-
tom priečne vlnenie, ktoré aspcň približne správne vyjadrujú funkcie:

$$u_1 = a \sin \omega \left(t - \frac{r_1}{v} \right), \quad u_2 = b \sin \omega \left(t - \frac{r_2}{v} \right)$$

kde r_1 a r_2 sú vzdialenosti od bodov S_1 a S_2 .

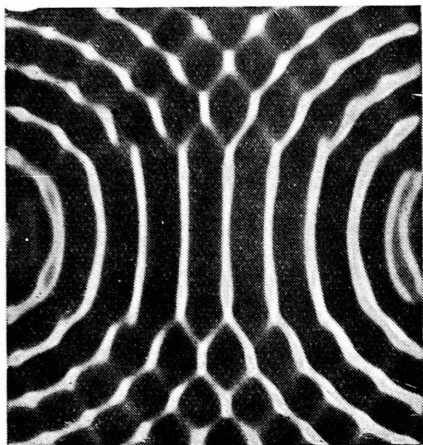
Vo väčšej vzdialenosti od zdrojov rozruchu amplitúdy a a b môžeme pova-
žovať za rovnaké a konštantné a písať: $a = b = u_0$. Interferenciou oboch
vlnení vzniká na vodnej hladine pohybový stav, pri ktorom výchylka ľubo-
voľného bodu hladiny je vyjadrená súčtom

$$\begin{aligned} u &= u_1 + u_2 = u_0 \left[\sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r_1}{\lambda} \right) + \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r_2}{\lambda} \right) \right] = \\ &= 2u_0 \cos \pi \frac{r_2 - r_1}{\lambda} \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r_1 + r_2}{2\lambda} \right) \end{aligned} \quad (1)$$

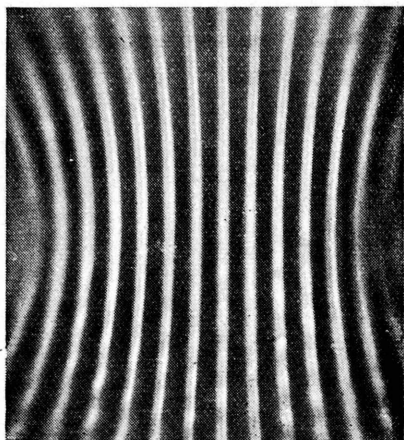
Podľa tohto výsledku geometrickými miestami bodov, v ktorých ampli-
túdy periodických pohybov vodnej hladiny sú najväčšie (najmenšie), sú čiary
s rovnicami $r_2 - r_1 = k\lambda$, resp. $r_2 - r_1 = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$. Sú to teda hyperboly,
ktorých ohniskami sú body S_1 a S_2 . Medzi nimi je aj os súmernosti úsečky S_1S_2 .
Určuje ju rovnica $r_2 - r_1 = k\lambda$, ak v nej píšeme: $k = 0$. Na obr. 8.22 sú tieto
hyperboly vyznačené prerušovanými a plnými čiarami, podľa toho, či idú
cez kmitne alebo uzly.

Vo výraze na pravej strane rovnice (1) od miesta závisí však nielen amplitúda
 $2u_0 \cos \pi \frac{r_2 - r_1}{\lambda}$, ale aj fázová konštanta $\frac{r_1 + r_2}{2\lambda}$, ktorá vystupuje vo
faktore $\sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r_1 + r_2}{2\lambda} \right)$. To má za následok, že jednotlivé body ani
na tej istej hyperbole najväčšiu výchylku nemajú súčasne, ale po sebe,
pričom sa miesta, v ktorých je v určitom okamihu výchylka najväčšia, po
jednotlivých hyperbolách s časom posunujú od spojnice $\overline{S_1S_2}$. V čase na-
príklad $t = 0$ výchylky sú najväčšie v bodoch, ktoré spĺňujú podmienku
 $2\pi \frac{r_1 + r_2}{2\lambda} = (2k + 1) \frac{\pi}{2}$, alebo $r_1 + r_2 = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$. Podľa toho na hy-
perbolách, ktoré idú cez kmitne, v určitom okamihu výchylky sú najväčšie
v bodoch, ktoré ležia aj na elipsách s rovnicami $r_1 + r_2 = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} + C$.

ako je to vyznačené na obr. 8.22 malými kolieskami. Skutočný vzhľad práve opísaného interferenčného javu na vodnej hladine predstavuje fotografia na obr. 8.23, získaná fotografovaním pri krátkej expozícii. Ten istý jav, zachytený však pomocou dlhšej expozície, predstavuje obr. 8.24, na ktorom posuvovanie sa kmitní po hyperbolách tieto zvýraznilo.



Obr. 8.23



Obr. 8.24

Predstavme si teraz interferenciu dvoch vlnení vo voľnom vzduchu, vychádzajúcich tiež z dvoch bodových zdrojov, S_1 a S_2 , realizovaných napríklad pomocou dvoch pulzujúcich gúľ. Keby za existencie vždy len jedného vlnenia príslušné pretlaky boli [pozri vzorec (8.7.2)]

$$P_1 = \frac{R}{r_1} P_0 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r_1}{\lambda} \right)$$

$$P_2 = \frac{R}{r_2} P_0 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r_2}{\lambda} \right)$$

kde P_0 je zrejme pretlak vo vzdialenosti R od zdrojov, interferenciou oboch vlnení by vznikol stav, pri ktorom výsledný pretlak by bol

$$P = RP_0 \left[\frac{1}{r_1} \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r_1}{\lambda} \right) + \frac{1}{r_2} \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r_2}{\lambda} \right) \right]$$

Ak závislosť amplitúd oboch vlnení od vzdialeností od príslušných zdrojov zanedbáme, môžeme písať aj rovnicu

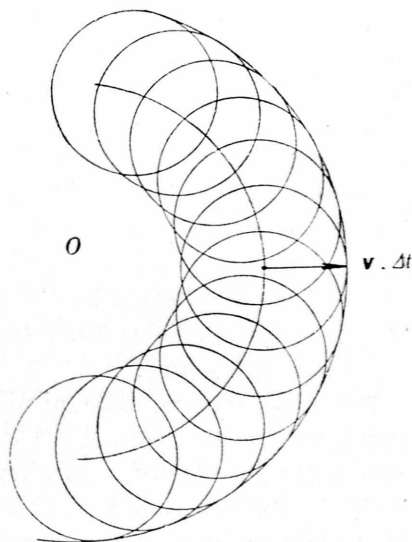
$$\begin{aligned}
 P &= P_0 \left[\sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r_1}{\lambda} \right) + \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r_2}{\lambda} \right) \right] = \\
 &= 2P_0 \cos \pi \frac{r_2 - r_1}{\lambda} \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r_1 + r_2}{2\lambda} \right)
 \end{aligned} \quad (2)$$

ktorá sa od rovnice (1) líši len v tom, že v rovnici (2) namiesto amplitúdy výchylky máme amplitúdu pretlaku. Keďže však vlnenie neprebíha teraz v rovine, ale v priestore, geometrickými miestami bodov s nulovou alebo najväčšou amplitúdou pretlaku nie sú v tomto prípade hyperboly, ale súosové rotačné hyperboloidy s osou idúcou cez bodové zdroje S_1 a S_2 .

8.11. Huygensov princíp. V homogénnom a izotropnom prostredí sa vlnenie šíri v každom smere rovnakou rýchlosťou. Keď však vlneniu stoja v ceste nejaké prekážky, od prekážok sa vlnenie odráža a prechádza medzerami medzi nimi. Tým sa priebeh vlnivého pohybu stáva zložitým a úmerne tomu aj jeho teoretický výpočet je ťažký. V týchto prípadoch veľmi cenné informácie o priebehu vlnenia poskytuje konštrukcia čela vlny pre čas $t + \Delta t$, ak je známe čelo vlny v čase t . Princíp, o ktorý sa táto konštrukcia opiera, podľa svojho objaviteľa sa nazýva *princíp Huygensov*, ktorý Huygens¹⁾ na základe svojich pokusných pozorovaní vyslovil už r. 1690.

Podľa Huygensovho princípu sa každý bod hmotného prostredia, do ktorého sa čelo vlny dostalo v nejakom čase t , stáva novým zdrojom rozruchu, z ktorého sa vlnenie začína šíriť na všetky strany. Preto, ak rýchlosť vlnenia v tomto prostredí je v , za ďalší čas Δt okolo každého takéhoto bodu sa vytvorí elementárna guľová vlnoplocha s polomerom $v \cdot \Delta t$. Skutočnou vlnoplochou, predstavujúcou čelo postupujúceho vlnenia, je vonkajšia obálka všetkých týchto elementárnych vlnoplôch (obr. 8.25) a smer postupu vlnenia je stále na čelo vlnenia kolmý.

Práve tak ako možnosť interferencie vlnení, aj Huygensov princíp je dôsledok toho, že dife-



Obr. 8.25

¹⁾ Christian Huygens (1629-1695), holandský fyzik a matematik, zakladateľ undulačnej teórie svetla, pomocou ktorej vysvetlil aj jav dvojlomu. Zostrojil po ňom nazvaný okulár, okrem toho zostrojil aj kyvadlové hodiny a objavil niektoré zákony pružných telies. Ako matematik sa považuje za zakladateľa počtu pravdepodobnosti.