

Mechanické vlastnosti tkání - lidský hlas a tvorba lidského hlasu

Na úvod si řekněme, co to vlastně **hlas** je. Tak jak je od chvíle, kdy v našem těle vznikne, až do té, kdy jej zase vnímáme, jde o zvuk šířící se v *plynném*, potažmo *kapalném* prostředí (Když jsme třeba pod vodou v bazénu. Náš popis by se ale mimochodem nezměnil, zobecnili-li bychom se na kapalná prostředí a pro plyn potom uvažili jen případ **nulové viskozity**). Čemuž je tak, protože vzniká **narážením** kmitajících blán hlasivek do molekul pružného okolí (které na sebe silově působí, proto můžeme mluvit o pružném prostředí, kde se může šířit vlna), jenž se tím odráží a na některých místech se zhušťují a jinde zase zřeďují (oproti rovnovážnému rozložení). Tím vzniká **tlaková změna**, která se díky pružnému prostředí může s časem šířit prostorem. O takovém jevu klasicky mluvíme jako o zvuku. Taková letmá úvaha nám tedy dává jistý vhled, jak by měl popis tohoto jevu, jako je šíření zvukové vlny, vypadat – hledaná funkce by zřejmě měla být nějak periodická a **závislá na čase i na poloze v prostoru**. A nyní už to pojďme s nabytou motivací prozkoumat trochu podrobněji.

Šíření zvuku

Když chceme tento proces nějak matematizovat, musíme se rozhodnout, jaké proměnné potřebujeme. Budeme zatím uvažovat velmi jednoduchý případ, kdy se zaměříme na jediný rozměr, a také budeme předpokládat, že jsme daleko od zdroje nebo že alespoň poměr:

$$\frac{\sqrt{S}}{r}$$

S je *plocha přijímače* (například bubínku),

r je *vzdálenost od zdroje* (velmi malé číslo).

Potom se čelo vlny jen málo liší od roviny a my jej můžeme takto aproximovat. Nás bude jistě zajímat, jak se vzduch přemístil, takže posunutí χ vzduchu ve vlně bude jistě důležité. Pohyb vlny tedy vyjádříme funkcí $\chi(x, t)$, která nám bude říkat, jak se mění posunutí s časem a polohou. Navíc bychom potřebovali vědět, jak se mění **hustota** s posunutím. I **tlak** se mění, takže bude také další proměnnou. Průměrný tlak prostředí $p_0[Pa]$ se mění jen velmi pomalu v závislosti na atmosférických podmínkách. Rozdíl mezi ním a skutečným tlakem plynu při našem ději nazýváme akustický tlak $p[Pa]$. Změny akustického tlaku naopak probíhají velmi rychle (můžeme asi očekávat, že to bude stejný řád jako u pohybu molekul prostředí) tak, že v tomto krátkém čase nemůže dojít k významné výměně tepla mezi jednotlivými částicemi plynu. Proto se uvedené změny dají považovat za **adiabatické** a můžeme použít stavovou rovnici pro adiabatický děj, a sice:

$$p_{ref} V_0^\kappa = (p_{ref} + p)(V_0 + \Delta V)^\kappa$$

Kde p_{ref} je nějaký referenční tlak na počátku děje, V_0 je jemu odpovídající objem elementu a κ je Poissonova konstanta. Tuto rovnici "křížným přenásobením" upravíme na:

$$1 + \frac{p}{p_{ref}} = \left(1 + \frac{\Delta V}{V_0}\right)^{-\kappa}$$

Protože $\frac{\Delta V}{V_0}$ je velmi malé, můžeme ji aproximovat na rovnici:

$$\frac{p}{p_{ref}} = -\kappa \frac{\Delta V}{V_0}$$

A vyjádřit tak tlak:

$$p = -A \frac{\Delta V}{V_0}$$

Kde $A = \kappa p_{ref}$ je prostě charakteristická konstanta. Pro nás může mít význam modulu pružnosti prostředí.

Pro náš jednorozměrný problém můžeme psát:

$$\Delta V = \frac{\partial \chi}{\partial x} \Delta x$$

A tak s ohledem na $V_0 = \Delta x$, dosadíme poměr $\frac{\Delta V}{V_0} = \frac{\partial \chi}{\partial x}$ do naší rovnice pro tlak a dostáváme:

$$p = -A \frac{\partial \chi}{\partial x}$$

Tlak se změní z p na $p + \frac{\partial p}{\partial x} \Delta x$, rozdíl $\frac{\partial p}{\partial x} \Delta x$ tlaků pak zapříčiní pohyb vlny. Vyjádříme-li *hmotnost* jako $\rho \Delta x$ a *zrychlení* jako $\frac{\partial^2 \chi}{\partial t^2}$, máme užitím **Newtonova zákona**:

$$\rho \Delta x \frac{\partial^2 \chi}{\partial t^2} = -\frac{\partial p}{\partial x} \Delta x$$

Tuto rovnici vydělíme $\rho \Delta x$ a částečně zderivujeme podle x , takže dostáváme:

$$\frac{\partial^2 \chi}{\partial x \partial t^2} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}$$

Když naší starou dobrou rovnici pro tlak dvakrát částečně **zderivujeme** podle času, dostaneme tvar:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -A \frac{\partial \chi}{\partial x} \frac{\partial^2 \chi}{\partial t^2}$$

No a porovnáním obou předcházejících rovnic máme:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}$$

Kde $c = \sqrt{\frac{A}{\rho}}$ je **rychlost šíření vlny v daném prostředí** - *vzduchu*. Dosazením za tlak ji můžeme upravit do řeči výchyly:

$$\frac{\partial^2 \chi}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 \chi}{\partial x^2}$$

A tak dostáváme kýženou **vlnovou rovnici**, jíž musí splnit každá funkce popisující **šíření vlny v prostoru**. Taková funkce, která ji splňuje, se potom nazývá **vlnová funkce**. Zatím jsme se omezili jen na *jediný* rozměr, ale tuto rovnici můžeme zobecnit třeba na všechny *tří*. Pro zjednodušení si zavedeme **Laplaceův operátor** jako

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

Vlnovou rovnici pak, protože je situace ve všech rozměrech rovnocenná, můžeme jednoduše zapsat, jako:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \chi}{\partial t^2} = \Delta \chi$$

Rychlost zvuku

Odvození **vlnové rovnice** nás dovedlo ke vztahu, který dává při normálním tlaku **do souvislosti rychlost vlny a rychlost změny tlaku s hustotou**. $c^2 = \frac{dp}{dt}$

Při tomto výpočtu je důležité znát, jak se **mění teplota**. Newton, který jej první prováděl, předpokládal, že jsou ty změny tak rychlé, že probíhají **izotermicky**. Takový výpočet je ale špatný, tedy velmi nepřesný. Správný výsledek podal až *Laplace*, který předpokládal, že tlak a teplota se mění **adiabaticky**. Tepelný tok ze zhuštění do zředěné části je zanedbatelný, je-li vlnová délka velká, ve srovnání se střední vlnou dráhou. Za těchto podmínek nepatrný tok neovlivňuje rychlost zvuku, i když malý energetický tok tu reálně je a způsobuje absorpci zvukové energie.

Taková absorpce vzroste, přiblíží-li se vlnová délka střední volné dráze. Takové délky jsou ale milionkrát menší, než délka slyšitelného zvuku. Skutečnou změnou tlaku s hustotou je taková, při níž neteče teplo, to odpovídá adiabatické, při které platí $pV^\kappa = konst.$. Mění-li se hustota nepřímo objemu, pak vztah mezi tlakem a jí je:

$$p = konst. \cdot \rho^\kappa.$$

$$\text{Čili } \frac{dp}{d\rho} = \kappa \frac{p}{\rho}.$$

Takže pro rychlost zvuku máme:

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

S využitím toho, že

$$pV = NkT \text{ a } c = \sqrt{\frac{\kappa pV}{\rho V}} = \sqrt{\frac{\kappa pV}{Nm}}$$

můžeme psát:

$$c = \sqrt{\frac{\kappa kT}{m}}$$

,

m je **hmotnost molekuly**

k je **Boltzmannova konstanta**.

Tak jsme dostali vztah, z něhož je zřejmé, že **rychlost zvuku závisí jen na teplotě** a ne na hustotě nebo tlaku. Také víme, že

$$kT = \frac{1}{3} m \langle v^2 \rangle$$

$\langle v^2 \rangle$ je **střední kvadratická rychlost**, s čímž můžeme rychlost zvuku vyjádřit jako:

$$c = \langle v \rangle = \sqrt{\frac{\kappa}{3}}$$

A tak zjišťujeme, že rychlost zvuku je stejného řádu, jako je průměrná rychlost molekul vzduchu, což je v dobrém souladu se zdravým rozumem i naší běžnou skutečností.

Vznik hlasu

Máme dva pružné vazy, které jsou napnuté jako blána zepředu dozadu mezi štítnou chrupavkou a hlasivkovými chrupavkami. Tyto hlasivkové vazy pokrývá sliznice, která vytváří hlasové valy - hlasivky. Mezi oběma hlasivkami je průchod (*hlasová štěrbina*).

Při dýchání jsou svalové vazy **ochablé** a hlasová štěrbina je **otevřená**, vzduch může při dýchání volně proudit.

Při řeči nebo zpěvu drobné svaly hrtanu **napínají** hlasivkové vazy, čímž se **zužuje hlasová štěrbina**.

Vydechovaný vzduch proudí přes hlasovou štěrbinu a rozechvívá hlasivky podobně jako se rozechvívá jazýček v píšťale. Vlnění dále rezonuje v dýchacích cestách. Tak vzniká hlas.

Vznik zvuků složených do slabik a slov je dán souhrou hlasového orgánu, horních dýchacích cest, jazyka, dutiny ústní, zubů a rtů. Po stránce akustické je řeč sled zvuků různého **složení** a různé **intenzity**, které vznikají v hlasovém orgánu člověka.

Zvuk hlasu vzniká tak, že kmitající hlasivky rytmicky přerušují proud vzduchu jdoucího z průdušnice. Hrtanový hlas nemá lidské zbarvení. To získává až po průchodu prostorem nad hlasovou štěrbinou - hrtanová dutina nad hlasivkami, hltan, dutina ústní a nosní a nosohltan, souhrnně nazývané nástavná hlasová trubice. Významně se na zbarvení hlasu podílí rezonance, která závisí na velikosti a tvaru příslušného prostoru, na hmotnosti vzduchu v něm obsaženém a na rozměrech a uspořádání vstupního a výstupního otvoru. Rezonátor některé frekvence

zesiluje, jiné potlačuje. Pomocí artikulace měníme tvar, velikost a vzájemný poměr prostorů, v nichž k rezonanci dochází. Pro výklad akustických jevů při tvorbě samohlásek byly vytvořeny dvě teorie, které dobře souhlasí s prováděnými experimenty:

1. **Helmholtzova** – zvuk vycházející z hrtanu je *složený tón*, který obsahuje tóny harmonické. Průchodem rezonátory se zesílí vždy jen harmonický tón stejné (nebo podobné) frekvence jako je vlastní frekvence rezonátoru, ostatní tóny se potlačí. Změnou mluvidel se mění tvar a objem rezonátorů a tím dojde k zesílení jiných tónů, což se projeví jako jiná barva samohlásky.

2. **Herrmannova** – hrtanový hlas považuje za řadu krátkých impulsů, které vyřáží při otevření hlasové štěrbiny do nástavné trubice. Tlakový náraz rozechvěje vzduch obsažený v rezonátorech a každý rezonátor odpoví při krátkém otevření hlasové štěrbiny krátkým tónem, tzv. **formantem** (formuje a vytváří hlásku). Frekvence formantu je daná vlastní frekvencí rezonátoru.

Odkazy

Související články

- Mechanické vlastnosti tkání – úvod
- Mechanické vlastnosti tkání - Opěrný a pohybový systém
- Mechanické vlastnosti tkání - Cévní systém
- Mechanické vlastnosti tkání - Trávicí systém
- Mechanické vlastnosti tkání - Vylučovací systém
- Poruchy řečové komunikace a poruchy polykání/PGS

Použitá literatura

Reference

1. Richard P. Feynman: Feynmany přednášky z fyziky I., Fragment 2000, MIT 1977
2. J. Reichl: Encyklopedie fyziky <http://fyzika.jreichl.com/>