Akustické proudění v rezonátorech s teplotní nehomogenitou

Milan Červenka

České vysoké učení technické v Praze
Fakulta elektrotechnická
katedra fyziky
milan.cervenka@fel.cvut.cz

Konference COMSOL Multiphysics 2018

Akustické proudění

Akustickým prouděním rozumíme ustálený tok tekutiny, generovaný zvukovým polem. Jedná se o jev druhého řádu.

Existuje několik základních mechanismů generování akustického proudění. Jedná se zejména o:

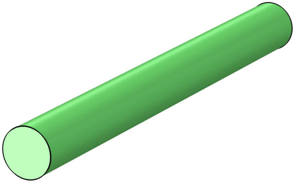
- **Rayleighovo proudění – generované v mezní vrstvě ve stojaté vlně v akustickém rezonátoru,**
- Eckartovo proudění („quartz wind“),
- tryskově buzené proudění („jet-driven streaming“),
- Gedeonovo proudění (souvisí s postupnou vlnou ve vlnovodech s kruhovou topologií).

Akustické proudění

Akustickým prouděním rozumíme ustálený tok tekutiny, generovaný zvukovým polem. Jedná se o jev druhého řádu.

Existuje několik základních mechanismů generování akustického proudění. Jedná se zejména o:

- **Rayleighovo proudění – generované v mezní vrstvě ve stojaté vlně v akustickém rezonátoru,**
- Eckartovo proudění („quartz wind“),
- tryskově buzené proudění („jet-driven streaming“),
- Gedeonovo proudění (souvisí s postupnou vlnou ve vlnovodech s kruhovou topologií).



Akustické proudění

Akustickým prouděním rozumíme ustálený tok tekutiny, generovaný zvukovým polem. Jedná se o jev druhého řádu.

Existuje několik základních mechanismů generování akustického proudění. Jedná se zejména o:

- **Rayleighovo proudění – generované v mezní vrstvě ve stojaté vlně v akustickém rezonátoru,**
- Eckartovo proudění („quartz wind“),
- tryskově buzené proudění („jet-driven streaming“),
- Gedeonovo proudění (souvisí s postupnou vlnou ve vlnovodech s kruhovou topologií).

Podle rychlosti, rozdělujeme akustické proudění na:

- **„pomalé“** proudění – velikost rychlosti proudění je výrazně menší nežli akustická rychlost – *k jeho zkoumání můžeme používat poruchové teorie*,
- **„rychlé“** proudění – musíme vzít v úvahu setrvačnost proudící tekutiny – *analýza pomocí metod CFD*.

Akustické proudění

Nelineární Reynoldsovo číslo – $\mathrm{Re}_{\mathrm{nl}}$
Jestliže $\mathrm{Re}_{\mathrm{nl}} \ll 1$, ak. proudění je „pomalé“ – setrvačné účinky na proudící tekutinu lze zanedbat. Zde je $\mathrm{Re}_{\mathrm{nl}}$ používáno zejména k vyjádření „síly“ zvukového pole. Platí

$$\mathrm{Re}_{\mathrm{nl}} = \left(\frac{u_{\mathrm{a0}}}{c_0}\right)^2 \left(\frac{R}{\delta_{\mathrm{v}}}\right)^2,$$

kde u_{a0} je velikost akustické rychlosti v kmitně stojaté vlny, c_0 je rychlost zvuku, R je poloměr rezonátoru, a δ_{v} je tloušťka akustické mezní vrstvy.

Rayleighova rychlost – u_{R}
Podle Rayleighovy teorie se rychlost akustického proudění podél osy rezonátoru řídí vztahem

$$u_{\mathrm{mz}} = u_{\mathrm{R}} \sin 2kz, \quad \text{kde} \quad u_{\mathrm{R}} = \frac{3}{16}\frac{u_{\mathrm{a0}}^2}{c_0},$$

kde k je vlnové číslo, a z je souřadnice podél osy rezonátoru.

Akustické proudění

Nelineární Reynoldsovo číslo – $\mathrm{Re}_{\mathrm{nl}}$
Jestliže $\mathrm{Re}_{\mathrm{nl}} \ll 1$, ak. proudění je „pomalé" – setrvačné účinky na proudící tekutinu lze zanedbat. Zde je $\mathrm{Re}_{\mathrm{nl}}$ používáno zejména k vyjádření „síly" zvukového pole. Platí

$$\mathrm{Re}_{\mathrm{nl}} = \left(\frac{u_{\mathrm{a}0}}{c_0}\right)^2 \left(\frac{R}{\delta_{\mathrm{v}}}\right)^2,$$

kde $u_{\mathrm{a}0}$ je velikost akustické rychlosti v kmitně stojaté vlny, c_0 je rychlost zvuku, R je poloměr rezonátoru, a δ_{v} je tloušťka akustické mezní vrstvy.

Rayleighova rychlost – u_{R}
Podle Rayleighovy teorie se rychlost akustického proudění podél osy rezonátoru řídí vztahem

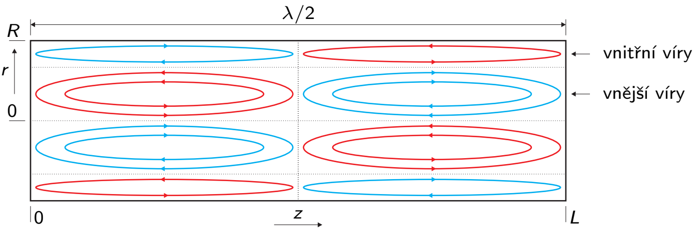
$$u_{\mathrm{mz}} = u_{\mathrm{R}} \sin 2kz, \quad \text{kde} \quad u_{\mathrm{R}} = \frac{3}{16}\frac{u_{\mathrm{a}0}^2}{c_0},$$

kde k je vlnové číslo, a z je souřadnice podél osy rezonátoru.

Pomalé akustické proudění v rezonátorech

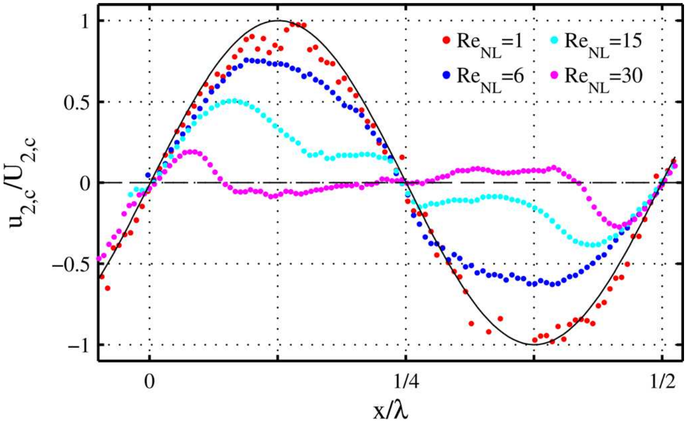
Analytický model pro pomalé akustické proudění v rezonátoru (se stěnami o konstantní teploě):

- M. F. Hamilton, Y. A. Ilinskii and E. A. Zabolotskaya, *Thermal effects on acoustic streaming in standing waves*, J. Acoust. Soc. Am. 114, 2003, pp. 3092–3101.



Experimenty

Ida Reyt, Hélène Bailliet, Jean-Christophe Valière: **Experimental investigation of acoustic streaming in a cylindrical wave guide up to high streaming Reynolds numbers**, *J. Acoust. Soc. Am.* 135, 27–37, 2014



Suma sumárum

- Všechny moderní experimenty (LDV, PIV) ukazují silnou odchylku od Rayleighovy teorie pro vysoké hodnoty Re_{nl}.
- Je známo, že při těchto experimentech dochází k ustálení teplotního gradientu podél stěny rezonátoru. Je známo, že potlačení tohoto gradientu zmenšuje odchylku od Rayleighovy teorie.
- Rychlé akustické proudění se zkoumá teoreticky pomocí metod CFD na „zmenšených“ modelech (rozměry řádově 1 cm) – numericky „proveditelné“.
- Za původce odchylky od Rayleighovy teorie je nejčastěji považována setrvačnost proudící tekutiny, nebo nelineární interakce mezi akustickou rychlostí a rychlostí proudění (?)
- **Souvislost s teplotní nehomogenitou tekutiny nikdo nezkoumá, přestože experimenty naznačují, že to spolu nějak souvisí.**
- Předmětem této práce je ukázat, že k deformaci profilu rychlosti akustického proudění dochází díky **konvektivnímu přenosu tepla akustickým prouděním**.

Matematický model – Navierovy-Stokesovy rovnice

$$
\begin{aligned}
\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}t} &= -\rho \boldsymbol{\nabla} \cdot \mathbf{u}, \\
\rho \frac{\mathrm{d}\mathbf{u}}{\mathrm{d}t} &= \boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{\sigma} + \mathbf{f}, \\
\rho c_{\mathrm{p}} \frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t} - \alpha T \frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}t} &= \boldsymbol{\nabla} \cdot (\kappa \boldsymbol{\nabla} T) + \boldsymbol{\tau} : \boldsymbol{\nabla}\mathbf{u}, \\
p &= \rho R_{\mathrm{s}} T,
\end{aligned}
$$

ρ – hustota, $\mathbf{u}$ – rychlost tekutiny, T – teplota, p – tlak, $\mathbf{f} = -\rho \mathbf{a}(t)$, kde $\mathbf{a}(t)$ je budicí zrychlení rezonátoru; c_{p} – měrná tep. kapacita za konst. tlaku, α – izobarický koeficient objemové teplotní roztažnosti, κ – koeficient tepelné vodivosti, R_{s} – měrná plynová konstanta,

$$
\boldsymbol{\sigma} = -p\boldsymbol{I} + \boldsymbol{\tau} = -p\boldsymbol{I} + \mu \left[\boldsymbol{\nabla}\mathbf{u} + (\boldsymbol{\nabla}\mathbf{u})^{\mathsf{T}} \right] - \frac{2\mu}{3} (\boldsymbol{\nabla} \cdot \mathbf{u}) \boldsymbol{I},
$$

μ – příčná viskozita, $\boldsymbol{I}$ je jednotková matice.

Modelové rovnice – dekompozice

Aplikace metody postupných aproximací

$$\varphi = \varphi_0 + \varphi_\mathrm{a} + \varphi_\mathrm{n}, \qquad \varphi_\mathrm{n} \ll \varphi_\mathrm{a},$$

φ_0 – rovnovážná hodnota veličiny (bez zvuku),
φ_a – akustická složka (harmonická v čase),
φ_n – produkty nelineárních interakcí.

Průměrování přes jednu časovou periodu

$$\langle\varphi\rangle = \varphi_\mathrm{m}(\mathbf{r}, t_\mathrm{s}) = \frac{1}{T_\mathrm{a}} \int_{t_\mathrm{s}}^{t_\mathrm{s}+T_\mathrm{a}} \varphi(\mathbf{r}, t)\,\mathrm{d}t = \varphi_0 + \langle\varphi_\mathrm{n}\rangle,$$

$T_\mathrm{a} = 2\pi/\omega$ – akustická perioda,
t_s – „pomalý“ čas, popisující pomalé děje.

Na Navierovy-Stokesovy rovnice je aplikována metoda postupných aproximací, spolu s průměrováním přes jednu periodu pro výpočet sekundárního pole.

Modelové rovnice – zvukové pole

Rovnice pro zvukové pole jsou reprezentovány linearizovanými Navierovými-Stokesovými rovnicemi

$$\frac{\partial \rho_\mathrm{a}}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla} \cdot (\rho_\mathrm{m} \mathbf{u}_\mathrm{a}) = 0,$$

$$\rho_\mathrm{m} \frac{\partial \mathbf{u}_\mathrm{a}}{\partial t} - \boldsymbol{\nabla} \cdot \left\{ -p_\mathrm{a} \boldsymbol{I} + \mu_\mathrm{m} \left[\boldsymbol{\nabla} \mathbf{u}_\mathrm{a} + (\boldsymbol{\nabla} \mathbf{u}_\mathrm{a})^\mathrm{T} \right] - \frac{2\mu_\mathrm{m}}{3} (\boldsymbol{\nabla} \cdot \mathbf{u}_\mathrm{a}) \boldsymbol{I} \right\} = -\rho_\mathrm{m} \mathbf{a},$$

$$\rho_\mathrm{m} c_\mathrm{pm} \left(\frac{\partial T_\mathrm{a}}{\partial t} + \mathbf{u}_\mathrm{a} \cdot \boldsymbol{\nabla} T_\mathrm{m} \right) - \frac{\partial p_\mathrm{a}}{\partial t} - \boldsymbol{\nabla} \cdot (\kappa_\mathrm{m} \boldsymbol{\nabla} T_\mathrm{a}) = 0,$$

Linearizovaná stavová rovnice: $p_\mathrm{a}/p_\mathrm{m} = T_\mathrm{a}/T_\mathrm{m} + \rho_\mathrm{a}/\rho_\mathrm{m}$

$\mathbf{u}_\mathrm{a}$, p_a, T_a, ρ_a – veličiny zvukového pole,
ρ_m, T_m – průměrované veličiny,
$\mu_\mathrm{m} = \mu(T_\mathrm{m}), \quad \kappa_\mathrm{m} = \kappa(T_\mathrm{m}), \quad c_\mathrm{pm} = c_\mathrm{p}(T_\mathrm{m}).$

Rovnice pro zvukové pole závisí na průměrovaných veličinách!

Modelové rovnice – průměrované sekundární pole

Rovnice pro průměrované veličiny jsou reprezentovány Navierovými-Stokesovými rovnicemi **se zdrojovými členy**

$$\frac{\partial \rho_\mathrm{m}}{\partial t_\mathrm{s}} + \boldsymbol{\nabla}\cdot(\rho_\mathrm{m}\mathbf{u}_\mathrm{m}) = M,$$

$$\rho_\mathrm{m}\frac{\mathrm{d}\mathbf{u}_\mathrm{m}}{\mathrm{d}t_\mathrm{s}} - \boldsymbol{\nabla}\cdot\left\{-p_\mathrm{m}\boldsymbol{I} + \mu_\mathrm{m}\left[\boldsymbol{\nabla}\mathbf{u}_\mathrm{m} + (\boldsymbol{\nabla}\mathbf{u}_\mathrm{m})^\mathrm{T}\right] - \frac{2\mu_\mathrm{m}}{3}(\boldsymbol{\nabla}\cdot\mathbf{u}_\mathrm{m})\boldsymbol{I}\right\} = \mathbf{F},$$

$$\rho_\mathrm{m}c_{\mathrm{pm}}\frac{\mathrm{d}T_\mathrm{m}}{\mathrm{d}t_\mathrm{s}} - \frac{\mathrm{d}p_\mathrm{m}}{\mathrm{d}t_\mathrm{s}} - \boldsymbol{\nabla}\cdot(\kappa_\mathrm{m}\boldsymbol{\nabla}T_\mathrm{m}) = Q,$$

$\mathbf{u}_\mathrm{m}$, p_m, T_m, ρ_m **–** průměrované veličiny.

Zdrojové členy M, $\mathbf{F}$, Q závisí na veličinách zvukového pole!

Průměrovaná rychlost transportu hmoty

$$\mathbf{U}_\mathrm{m} = \mathbf{u}_\mathrm{m} + \frac{\langle\rho_\mathrm{a}\mathbf{u}_\mathrm{a}\rangle}{\rho_\mathrm{m}}.$$

Zdrojové členy pro průměrované sekundární pole

$$
\begin{aligned}
M &= -\boldsymbol{\nabla} \cdot \langle \rho_\mathrm{a} \mathbf{u}_\mathrm{a} \rangle, \\
\mathbf{F} &= -\left\langle \rho_\mathrm{a} \left(\mathbf{a} + \frac{\partial \mathbf{u}_\mathrm{a}}{\partial t} \right) \right\rangle - \rho_\mathrm{m} \langle (\mathbf{u}_\mathrm{a} \cdot \boldsymbol{\nabla}) \mathbf{u}_\mathrm{a} \rangle \\
&\quad + \boldsymbol{\nabla} \cdot \left\langle \frac{\mu_\mathrm{m} b_\mu}{T_\mathrm{m}} T_\mathrm{a} \left[\boldsymbol{\nabla} \mathbf{u}_\mathrm{a} + (\boldsymbol{\nabla} \mathbf{u}_\mathrm{a})^\mathsf{T} - \frac{2}{3} (\boldsymbol{\nabla} \cdot \mathbf{u}_\mathrm{a}) \boldsymbol{I} \right] \right\rangle, \\
Q &= -c_\mathrm{pm} \left\langle \rho_\mathrm{a} \frac{\partial T_\mathrm{a}}{\partial t} \right\rangle - \rho_\mathrm{m} c_\mathrm{pm} \langle \mathbf{u}_\mathrm{a} \cdot \boldsymbol{\nabla} T_\mathrm{a} \rangle \\
&\quad - c_\mathrm{pm} \langle \rho_\mathrm{a} \mathbf{u}_\mathrm{a} \rangle \cdot \boldsymbol{\nabla} T_\mathrm{m} + \langle \mathbf{u}_\mathrm{a} \cdot \boldsymbol{\nabla} p_\mathrm{a} \rangle + \boldsymbol{\nabla} \cdot \left\langle \frac{\kappa_\mathrm{m} b_\kappa}{T_\mathrm{m}} T_\mathrm{a} \boldsymbol{\nabla} T_\mathrm{a} \right\rangle \\
&\quad + \mu_\mathrm{m} \left\langle \left[\boldsymbol{\nabla} \mathbf{u}_\mathrm{a} + (\boldsymbol{\nabla} \mathbf{u}_\mathrm{a})^\mathsf{T} - \frac{2}{3} (\boldsymbol{\nabla} \cdot \mathbf{u}_\mathrm{a}) \boldsymbol{I} \right] : \boldsymbol{\nabla} \mathbf{u}_\mathrm{a} \right\rangle,
\end{aligned}
$$

kde

$$
\langle fg \rangle = \frac{1}{2} \Re \left[\tilde{f} \tilde{g}^* \right].
$$

Numerická procedura

Všechny numerické výpočty byly provedeny v programu COMSOL Multiphysics.

- **Zvukové pole:** Acoustics Module – Linearised Navier-Stokes, Frequency domain $(p_\mathrm{a}, \mathbf{u}_\mathrm{a}, T_\mathrm{a}, \rho_\mathrm{a})$.
- **Průměrované sekundární pole:** CFD Module – Laminar Flow with Heat Transport $(p_\mathrm{m}, \mathbf{u}_\mathrm{m}, T_\mathrm{m}, \rho_\mathrm{m})$.
- **Obě soustavy rovnic tvoří dohromady jednu soustavu rovnic – musí být integrovány současně! (jinak by nebyl zachycen vliv přenosu tepla akustickým prouděním)**

Parametry pro numerické výpočty

- Válcový rezonátor; délka $L = 30\,\mathrm{cm}$, poloměr $R = 1{,}5\,\mathrm{cm}$, vyplněný vzduchem za atmosférického tlaku.
- Zvukové pole buzeno setrvačnou silou na rezonančním kmitočtu.
- 2D osově symetrická geometrie; izotermální & “no-slip” okrajové podmínky na stěnách. **Teplota stěn rezonátoru je explicitně předepsána.**

Numerická procedura

Všechny numerické výpočty byly provedeny v programu COMSOL Multiphysics.

- **Zvukové pole:** Acoustics Module – Linearised Navier-Stokes, Frequency domain $(p_\mathrm{a}, \mathbf{u}_\mathrm{a}, T_\mathrm{a}, \rho_\mathrm{a})$.
- **Průměrované sekundární pole:** CFD Module – Laminar Flow with Heat Transport $(p_\mathrm{m}, \mathbf{u}_\mathrm{m}, T_\mathrm{m}, \rho_\mathrm{m})$.
- **Obě soustavy rovnic tvoří dohromady jednu soustavu rovnic – musí být integrovány současně! (jinak by nebyl zachycen vliv přenosu tepla akustickým prouděním)**

Parametry pro numerické výpočty

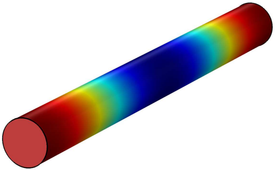
- Válcový rezonátor; délka $L = 30\,\mathrm{cm}$, poloměr $R = 1{,}5\,\mathrm{cm}$, vyplněný vzduchem za atmosférického tlaku.
- Zvukové pole buzeno setrvačnou silou na rezonančním kmitočtu.
- 2D osově symetrická geometrie; izotermální & "no-slip" okrajové podmínky na stěnách. **Teplota stěn rezonátoru je explicitně předepsána.**

Numerické výsledky (bez konvektivního přenosu tepla)

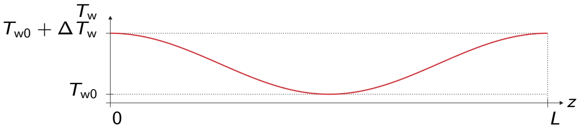
Kosinová distribuce teploty podél stěny, zanedbatelný přenos tepla prouděním

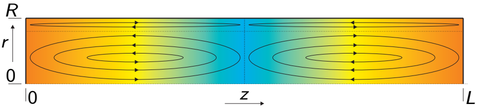
Teplota stěny rezonátoru (okrajová podmínka)

$$T_\mathrm{w} = \frac{\Delta T_\mathrm{w}}{2}\left[1 + \cos\left(\frac{2\pi z}{L}\right)\right] + T_{\mathrm{w}0},$$



$T_{\mathrm{w}0} = 20\,^\circ\mathrm{C}$, ΔT_w různé.

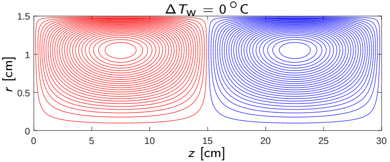




$\mathrm{Re}_\mathrm{nl} \ll 1 \quad \Rightarrow \quad$ teplota tekutiny se řídí rovnicí: $\boldsymbol{\nabla} \cdot (\kappa_\mathrm{m} \boldsymbol{\nabla} T_\mathrm{m}) = 0.$

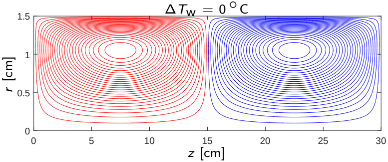
Numerické výsledky (bez konvektivního přenosu tepla)

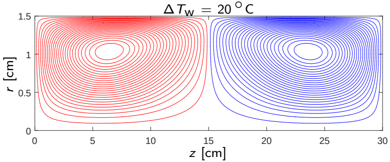
Akustické proudění pro různé hodnoty rozdílu teplot podél stěny $\Delta T_{\mathrm{w}} = 0, 20, 40, 60, 80, 100\,^\circ\mathrm{C}$; buzení v $\lambda/2$ rezonanci.



Numerické výsledky (bez konvektivního přenosu tepla)

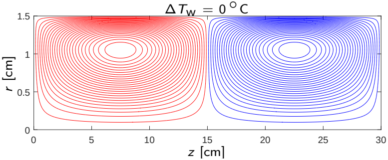
Akustické proudění pro různé hodnoty rozdílu teplot podél stěny $\Delta T_w = 0, 20, 40, 60, 80, 100\,^\circ\mathrm{C}$; buzení v $\lambda/2$ rezonanci.

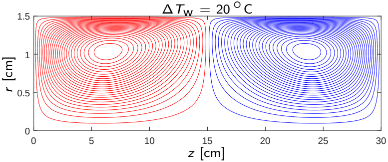


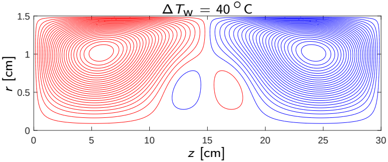


Numerické výsledky (bez konvektivního přenosu tepla)

Akustické proudění pro různé hodnoty rozdílu teplot podél stěny $\Delta T_w = 0, 20, 40, 60, 80, 100\,^\circ\mathrm{C}$; buzení v $\lambda/2$ rezonanci.

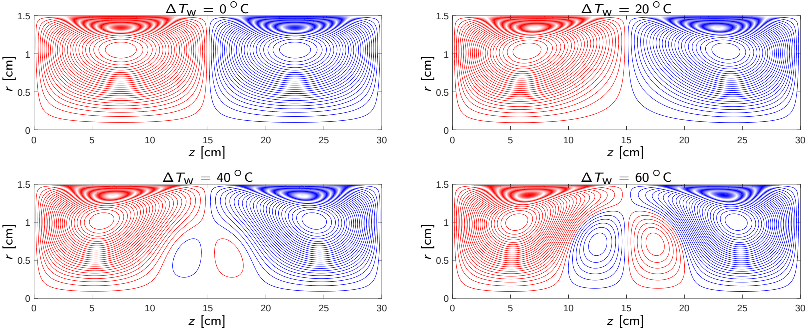






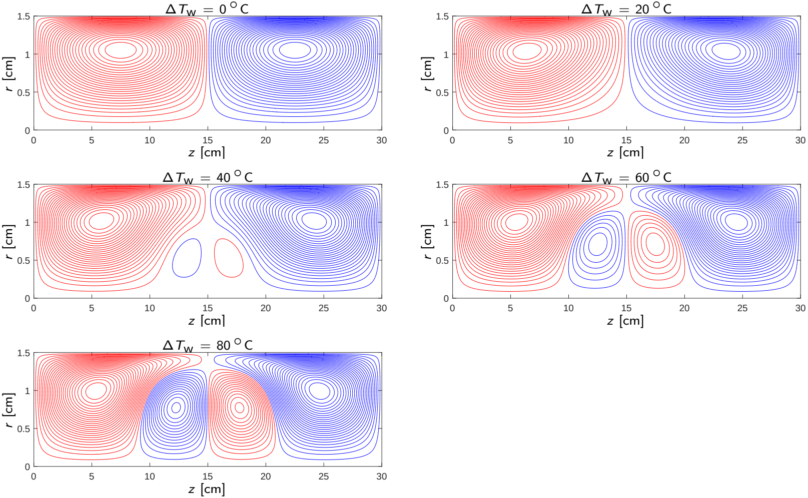
Numerické výsledky (bez konvektivního přenosu tepla)

Akustické proudění pro různé hodnoty rozdílu teplot podél stěny $\Delta T_\mathrm{w} = 0, 20, 40, 60, 80, 100\,^\circ$C; buzení v $\lambda/2$ rezonanci.



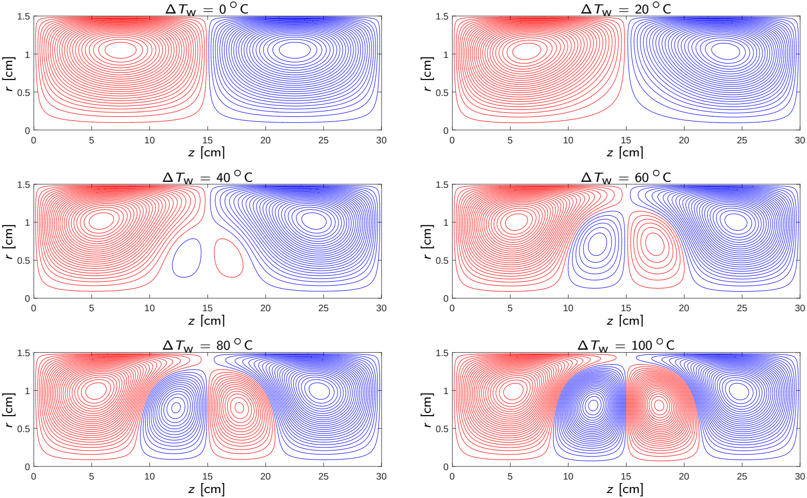
Numerické výsledky (bez konvektivního přenosu tepla)

Akustické proudění pro různé hodnoty rozdílu teplot podél stěny $\Delta T_\mathrm{w} = 0, 20, 40, 60, 80, 100\,^\circ\mathrm{C}$; buzení v $\lambda/2$ rezonanci.



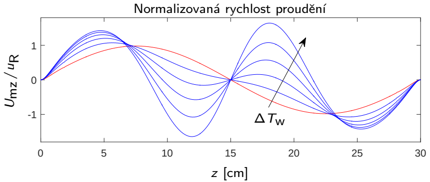
Numerické výsledky (bez konvektivního přenosu tepla)

Akustické proudění pro různé hodnoty rozdílu teplot podél stěny $\Delta T_\mathrm{w} = 0, 20, 40, 60, 80, 100\,^\circ\mathrm{C}$; buzení v $\lambda/2$ rezonanci.



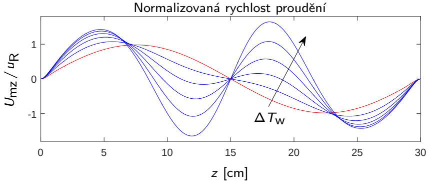
Numerické výsledky (bez konvektivního přenosu tepla)

Normalizovaná rychlost proudění podél osy rezonátoru pro jednotlivé velikosti teplotního rozdílu podél stěny $\Delta T_\mathrm{w} = 0, 20, 40, 60, 80, 100\,^\circ\mathrm{C}$.



Numerické výsledky (bez konvektivního přenosu tepla)

Normalizovaná rychlost proudění podél osy rezonátoru pro jednotlivé velikosti teplotního rozdílu podél stěny $\Delta T_\mathrm{w} = 0, 20, 40, 60, 80, 100\,^\circ\mathrm{C}$.



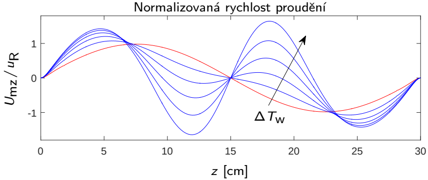
Důvod změny charakteru proudění: **teplotní gradient napříč rezonátorem**.

- Jestliže $\Delta_r T_\mathrm{m}(z) = T_\mathrm{m}(0, z) - T_\mathrm{m}(R, z) < 0$, akustické proudění poblíž osy rezonátoru je lokálně podporováno (zesilováno).
- Jestliže $\Delta_r T_\mathrm{m}(z) > 0$, proudění je zeslabováno, s možností reverzace směru.

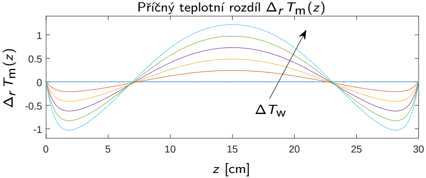
V tomto případě: $\Delta_r T_\mathrm{m}(z) \approx -\frac{\pi^2 R^2 \Delta T_\mathrm{w}}{2L^2} \cos\left(\frac{2\pi z}{L}\right)$.

Numerické výsledky (bez konvektivního přenosu tepla)

Normalizovaná rychlost proudění podél osy rezonátoru pro jednotlivé velikosti teplotního rozdílu podél stěny $\Delta T_\mathrm{w} = 0, 20, 40, 60, 80, 100\,^\circ\mathrm{C}$.



Příčný teplotní rozdíl $\Delta_r T_\mathrm{m}(z)$ pro jednotlivé hodnoty $\Delta T_\mathrm{w} = 0, 20, 40, 60, 80, 100\,^\circ\mathrm{C}$.

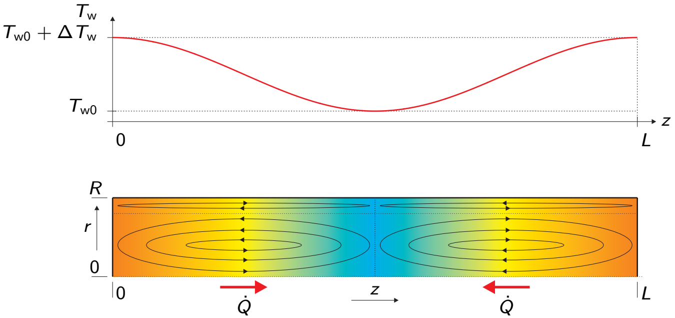


Numerické výsledky (s konvektivním přenosem tepla)

Kosinová distribuce teploty podél stěn rezonátoru, konvektivní přenos tepla ak. prouděním

Teplota stěny rezonátoru (okrajová podmínka)

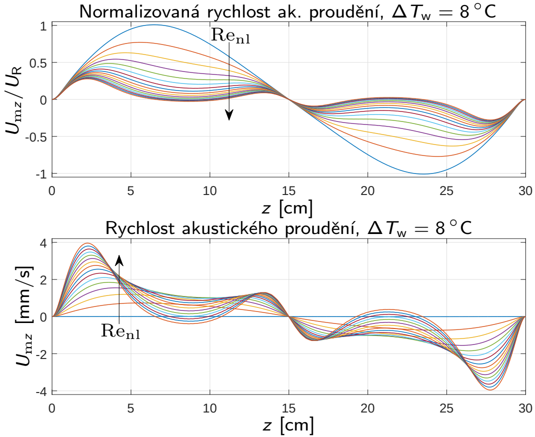
$$T_{\mathrm{w}} = \frac{\Delta T_{\mathrm{w}}}{2}\left[1 + \cos\left(\frac{2\pi z}{L}\right)\right] + T_{\mathrm{w0}},$$



Teplotu tekutiny v rezonátoru je třeba počítat pomocí rovnice toku tepla.

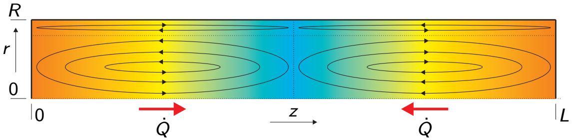
Numerické výsledky (s konvektivním přenosem tepla)

Normalizovaná (nahoře) a fyzikální (dole) rychlost akustického proudění podél osy rezonátoru, $\Delta T_{\mathrm{w}} = 8\,^{\circ}\mathrm{C}$, $\mathrm{Re}_{\mathrm{nl}} = 0.001, 0.2, 0.4, \ldots, 2.8, 3.0$.

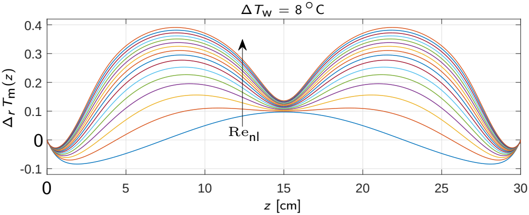


Numerické výsledky (s konvektivním přenosem tepla)

Přenos tepla podél osy rezonátoru

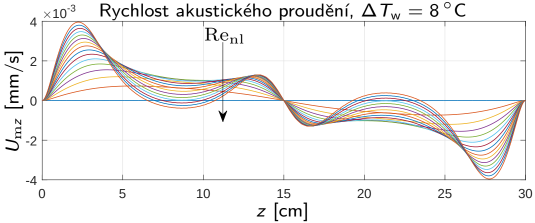


Distribuce rozdílu teplot napříč rezonátorem $\Delta_r T_{\mathrm{m}}(z)$ podél rezonátoru, pro $\Delta T_{\mathrm{w}} = 8\,^\circ\mathrm{C}$, a $\mathrm{Re}_{\mathrm{nl}} = 0.001, 0.2, 0.4, \ldots, 2.9, 3.0$

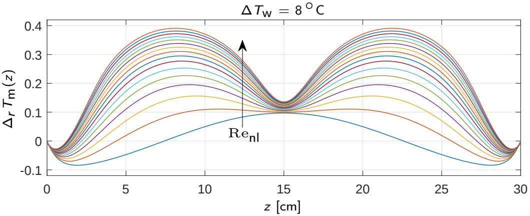


Numerické výsledky (s konvektivním přenosem tepla)

Rychlost proudění podíl osy rezonátoru, $\Delta T_{\mathrm{w}} = 8\,^{\circ}\mathrm{C}$,
$\mathrm{Re}_{\mathrm{nl}} = 0.001, 0.2, 0.4, \ldots, 2.8, 3.0.$

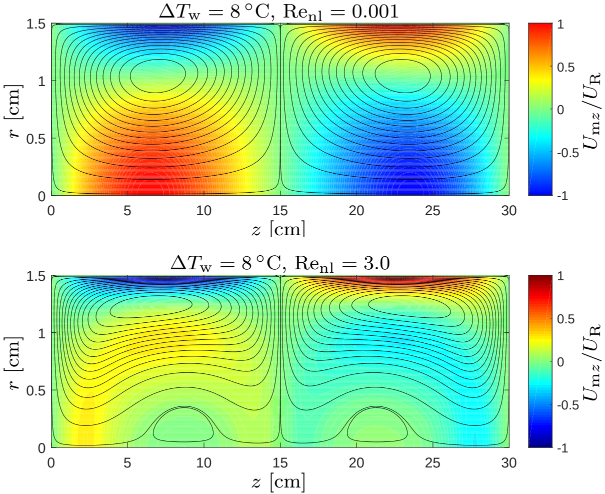


Distribuce rozdílu teplot napříč rezonátorem $\Delta_r T_{\mathrm{m}}(z)$



Numerické výsledky (s konvektivním přenosem tepla)

Akustické proudění v rezonátoru pro $\Delta T_\mathrm{w} = 8\,^\circ\mathrm{C}$, a dvě hodnoty Re_nl



Závěr

- Neumím si představit, že bych tohle mohl dělat bez COMSOLu (zejména možnosti multifyzikálního modelování přímo pomocí diferenciálních rovnic).
- Ještě není konec, zbývá (minimálně):
  - Objasnit důvod citlivosti akustického proudění na příčný gradient teploty.
  - Donutit rovnice, aby konvergovaly i pro $Re_{\mathrm{nl}} \sim 40 \rightarrow$ porovnat numerické výsledky s experimenty.
  - Donutit rovnice, aby konvergovaly i v případě malinkých rezonátorů $L \sim 1\,\mathrm{cm}$ a vysokých hodnot $Re_{\mathrm{nl}} \sim 40 \rightarrow$ ukázat, že teplota tekutiny deformuje proudové pole i v CFD simulacích, kde se uvažují stěny s konstantní teplotou.

Děkuji za pozornost!

Závěr

- Neumím si představit, že bych tohle mohl dělat bez COMSOLu (zejména možnosti multifyzikálního modelování přímo pomocí diferenciálních rovnic).
- Ještě není konec, zbývá (minimálně):
  - Objasnit důvod citlivosti akustického proudění na příčný gradient teploty.
  - Donutit rovnice, aby konvergovaly i pro $Re_{\mathrm{nl}} \sim 40 \rightarrow$ porovnat numerické výsledky s experimenty.
  - Donutit rovnice, aby konvergovaly i v případě malinkých rezonátorů $L \sim 1\,\mathrm{cm}$ a vysokých hodnot $Re_{\mathrm{nl}} \sim 40 \rightarrow$ ukázat, že teplota tekutiny deformuje proudové pole i v CFD simulacích, kde se uvažují stěny s konstantní teplotou.

Děkuji za pozornost!

Závěr

- Neumím si představit, že bych tohle mohl dělat bez COMSOLu (zejména možnosti multifyzikálního modelování přímo pomocí diferenciálních rovnic).
- Ještě není konec, zbývá (minimálně):
  - Objasnit důvod citlivosti akustického proudění na příčný gradient teploty.
  - Donutit rovnice, aby konvergovaly i pro $Re_{\mathrm{nl}} \sim 40 \rightarrow$ porovnat numerické výsledky s experimenty.
  - Donutit rovnice, aby konvergovaly i v případě malinkých rezonátorů $L \sim 1\,\mathrm{cm}$ a vysokých hodnot $Re_{\mathrm{nl}} \sim 40 \rightarrow$ ukázat, že teplota tekutiny deformuje proudové pole i v CFD simulacích, kde se uvažují stěny s konstantní teplotou.

Děkuji za pozornost!

Závěr

- Neumím si představit, že bych tohle mohl dělat bez COMSOLu (zejména možnosti multifyzikálního modelování přímo pomocí diferenciálních rovnic).
- Ještě není konec, zbývá (minimálně):
  - Objasnit důvod citlivosti akustického proudění na příčný gradient teploty.
  - Donutit rovnice, aby konvergovaly i pro $Re_{\mathrm{nl}} \sim 40 \to$ porovnat numerické výsledky s experimenty.
  - Donutit rovnice, aby konvergovaly i v případě malinkých rezonátorů $L \sim 1\,\mathrm{cm}$ a vysokých hodnot $Re_{\mathrm{nl}} \sim 40 \to$ ukázat, že teplota tekutiny deformuje proudové pole i v CFD simulacích, kde se uvažují stěny s konstantní teplotou.

Děkuji za pozornost!

Závěr

- Neumím si představit, že bych tohle mohl dělat bez COMSOLu (zejména možnosti multifyzikálního modelování přímo pomocí diferenciálních rovnic).
- Ještě není konec, zbývá (minimálně):
  - Objasnit důvod citlivosti akustického proudění na příčný gradient teploty.
  - Donutit rovnice, aby konvergovaly i pro $Re_{\mathrm{nl}} \sim 40 \rightarrow$ porovnat numerické výsledky s experimenty.
  - Donutit rovnice, aby konvergovaly i v případě malinkých rezonátorů $L \sim 1\,\mathrm{cm}$ a vysokých hodnot $Re_{\mathrm{nl}} \sim 40 \rightarrow$ ukázat, že teplota tekutiny deformuje proudové pole i v CFD simulacích, kde se uvažují stěny s konstantní teplotou.

Děkuji za pozornost!

Závěr

- Neumím si představit, že bych tohle mohl dělat bez COMSOLu (zejména možnosti multifyzikálního modelování přímo pomocí diferenciálních rovnic).
- Ještě není konec, zbývá (minimálně):
  - Objasnit důvod citlivosti akustického proudění na příčný gradient teploty.
  - Donutit rovnice, aby konvergovaly i pro $Re_{\mathrm{nl}} \sim 40 \rightarrow$ porovnat numerické výsledky s experimenty.
  - Donutit rovnice, aby konvergovaly i v případě malinkých rezonátorů $L \sim 1\,\mathrm{cm}$ a vysokých hodnot $Re_{\mathrm{nl}} \sim 40 \rightarrow$ ukázat, že teplota tekutiny deformuje proudové pole i v CFD simulacích, kde se uvažují stěny s konstantní teplotou.

Děkuji za pozornost!

Závěr

- Neumím si představit, že bych tohle mohl dělat bez COMSOLu (zejména možnosti multifyzikálního modelování přímo pomocí diferenciálních rovnic).
- Ještě není konec, zbývá (minimálně):
  - Objasnit důvod citlivosti akustického proudění na příčný gradient teploty.
  - Donutit rovnice, aby konvergovaly i pro $Re_{\mathrm{nl}} \sim 40 \rightarrow$ porovnat numerické výsledky s experimenty.
  - Donutit rovnice, aby konvergovaly i v případě malinkých rezonátorů $L \sim 1\,\mathrm{cm}$ a vysokých hodnot $Re_{\mathrm{nl}} \sim 40 \rightarrow$ ukázat, že teplota tekutiny deformuje proudové pole i v CFD simulacích, kde se uvažují stěny s konstantní teplotou.

Děkuji za pozornost!