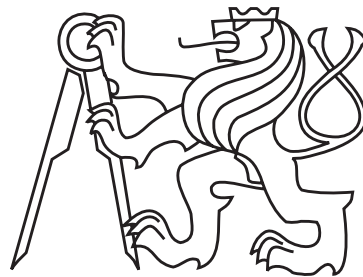


ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

Fakulta strojní

Ústav mechaniky tekutin a termodynamiky



Diplomová práce

**Experimentální a numerická analýza hluku axiálního ventilátoru**

Experimental and numerical analysis of axial fan noise



# ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

## I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Kohout** Jméno: **David** Osobní číslo: **418919**  
Fakulta/ústav: **Fakulta strojní**  
Zadávací katedra/ústav: **Ústav mechaniky tekutin a termodynamiky**  
Studijní program: **Strojní inženýrství**  
Studijní obor: **Aplikovaná mechanika**

## II. ÚDAJE K DIPLOMOVÉ PRÁCI

Název diplomové práce:

**Experimentální a numerické vyšetřování hluku axiálního ventilátoru**

Název diplomové práce anglicky:

**Experimental and Numerical Analysis of Axial Fan Noise**

Pokyny pro vypracování:

1. Za použití metod počítačové dynamiky tekutin analyzujte hluk axiálního ventilátoru.
  2. K výpočtu použijte Lattice Boltzmannovu metodu.
  3. Použitou numerickou metodu v práci stručně popište a diskutujte její vhodnost k řešení studovaného problému.
  4. Navrhněte a proveďte měření v polobeždovukové komoře.
  5. Podrobně popište získané výsledky a proveďte srovnání naměřených dat s daty z numerických výpočtů.
  6. Podrobně diskutujte získané výsledky.
  7. Pokuste se identifikovat nedostatky použitých metod řešení.
- Rozsah práce: cca 60 stran plus přílohy.

Seznam doporučené literatury:

dle doporučení vedoucího práce.

Jméno a pracoviště vedoucí(ho) diplomové práce:

**doc. Ing. Tomáš Hyhlík, Ph.D., 12112**

Jméno a pracoviště druhého(ho) vedoucí(ho) nebo konzultanta(ky) diplomové práce:

Datum zadání diplomové práce: **30.04.2018**

Termín odevzdání diplomové práce: **10.08.2018**

Platnost zadání diplomové práce: **29.04.2019**

doc. Ing. Tomáš Hyhlík, Ph.D.  
podpis vedoucí(ho) práce

prof. Ing. Jiří Nožička, CSc.  
podpis vedoucí(ho) ústavu/katedry

prof. Ing. Michael Valášek, DrSc.  
podpis děkana(ky)

## III. PŘEVZETÍ ZADÁNÍ

Diplomant bere na vědomí, že je povinen vypracovat diplomovou práci samostatně, bez cizí pomoci, s výjimkou poskytnutých konzultací. Seznam použité literatury, jiných pramenů a jmen konzultantů je třeba uvést v diplomové práci.

Datum převzetí zadání

Podpis studenta

# Prohlášení

Prohlašuji, že jsem předloženou práci vypracoval samostatně s využitím svých znalostí, odborných konzultací a odborné literatury uvedené v seznamu na konci práce.

V Praze dne 31. července 2018

.....

# Anotační list

Jméno autora:	Bc. David Kohout
Název diplomové práce:	Experimentální a numerická analýza hluku axiálního ventilátoru
Title:	Experimental and numerical analysis of axial fan noise
Rok:	2017/2018
Studijní programa:	Strojní inženýrství
Obor Studia:	Aplikovaná mechanika
Ústav:	Ústav mechaniky tekutin a termodynamiky
Vedoucí práce:	doc. Ing. Tomáš Hyhlík, Ph.D.
Bibliografické údaje:	60 str., 53obr., 8 tab.
Klíčová slova:	Ventilátor, Aeroakustika, Lattice Boltzmannova metoda
Keywords:	Fan, Aeroakustics, Lattice Boltzmann method

## **Anotace:**

Práce se zabývá numerickým výpočtem hluku axiálního ventilátoru a sestavením experimentu pro validaci výpočtu. Zkoumanými vlivy na hluk ventilátoru jsou poloha překážky před nebo za ventilátorem a poloha ventilátoru v aerodynamickém obalu. Druhou částí je porovnání naměřených dat se simulací. Pro numerickou simulaci je používán software založený na Lattice Boltzmannově metodě. V diplomové práci je popsán základní princip této metody, vyhodnocení dat ze simulace a jsou diskutovány výhody a nevýhody této metody.

## **Abstract:**

Thesis is focused on numerical simulation of axial fan noise and the compilation of an experiment for the validation of the calculation. The investigated effects on the fan are the position of the obstacle in front of or behind the fan and the position of the fan in the shroud. The second part is a comparison of measured data with simulation. Numerical simulation uses software based on the Lattice Boltzmann method. The diploma thesis describes the basic principle of this method, evaluation of data from simulation and the advantages and disadvantages of this method are discussed.



# Poděkování

Chtěl bych poděkovat Ing. Stanislavu Stančecovi za konzultace a odbornou pomoc při měření a doc. Ing. Tomáši Hyhlíkovi Ph.D. za konzultace při zpracování práce. Dále bych chtěl poděkovat společnosti Bobcat za poskytnutí prostředků, měřících prostor k realizaci experimentu a softwaru pro numerické výpočty.

# Obsah

<b>1. Úvod</b>	<b>1</b>
<b>2. Lattice Boltzmannova metoda</b>	<b>2</b>
2.1 Boltzmannova rovnice . . . . .	2
2.2 Princip lattice Boltzmannovy metody . . . . .	4
2.3 Lattice Bhatnagarův-Grossův-Krookův model . . . . .	5
2.4 Jednotky . . . . .	7
2.5 Okrajové podmínky . . . . .	8
2.5.1 Periodické okrajové podmínky . . . . .	9
2.5.2 Okrajové podmínky na stěně . . . . .	9
2.5.3 Okrajové podmínky pro vstup a výstup . . . . .	10
<b>3. PowerFLOW</b>	<b>11</b>
3.1 Vytváření sítě . . . . .	11
3.2 Turbulentní model . . . . .	12
3.3 Stěnová funkce . . . . .	13
<b>4. Akustika</b>	<b>14</b>
4.1 Základní pojmy v akustice . . . . .	14
4.1.1 Akustická vlna . . . . .	15
4.1.2 Akustické veličiny . . . . .	16
4.1.3 Akustické hladiny . . . . .	16
4.1.4 Sčítání akustických hladin . . . . .	18
4.1.5 Frekvenční analýza . . . . .	19
4.1.6 Váhové filtry . . . . .	20
4.2 Akustická měření . . . . .	21
4.2.1 Měřící prostory . . . . .	21
4.2.2 Měřící přístroje . . . . .	22

4.2.3	Normalizované měření akustického výkonu . . . . .	24
4.3	Aeroakustika . . . . .	25
4.3.1	Zdroje hluku . . . . .	25
4.3.1.1	Monopól . . . . .	25
4.3.1.2	Dipól . . . . .	25
4.3.1.3	Kvadrupól . . . . .	26
4.4	Výpočet aerodynamického hluku . . . . .	26
4.4.1	Přímé metody . . . . .	26
4.4.2	Hybridní metody . . . . .	27
4.4.2.1	Lighthillova akustická analogie . . . . .	28
4.4.2.2	Ffowcs Williams - Hawking akustická analogie . . . . .	29
4.5	Hluk axiálních ventilátorů . . . . .	31
<b>5.</b>	<b>Hluk axiálního ventilátoru</b>	<b>33</b>
5.1	Experimentální analýza hluku axiálního ventilátoru . . . . .	33
5.1.1	Návrh měřicí konstrukce . . . . .	33
5.1.2	Nastavení experimentu . . . . .	35
5.1.3	Vliv polohy ventilátoru v aerodynamickém obalu na generovaný hluk . . . . .	37
5.1.4	Vliv polohy překážky na hluk ventilátoru . . . . .	41
5.2	Numerická analýza hluku axiálního ventilátoru . . . . .	45
5.2.1	Geometrie a výpočetní síť . . . . .	45
5.2.2	Vyhodnocení přesnosti akustických výsledků numerického výpočtu . . . . .	48
5.2.3	Vliv překážky na generovaný hluk . . . . .	51
<b>6.</b>	<b>Závěr</b>	<b>59</b>
	<b>Literatura</b>	<b>61</b>

# Seznam obrázků

2.1	Změna polohy a rychlosti vlivem síly $F$ . . . . .	2
2.2	Průběh propagačního kroku na 2D mřížce . . . . .	4
2.3	Průběh kolizního kroku na 2D mřížce . . . . .	4
2.4	Druhy mřížek (a) D2Q9 (b) D3Q15 . . . . .	6
2.5	Schéma převodu jednotek mezi lattice Boltzmannovým a fyzikálním systémem . . . . .	7
2.6	Metoda odrazu pro okrajovou podmínku mezi dvěma řadami uzlů . . . . .	9
2.7	Metoda odrazu pro okrajovou podmínku na okraji oblasti . . . . .	9
2.8	Okrajová podmínka pro hladkou stěnu . . . . .	10
3.1	Schéma oříznutí sítě geometrií . . . . .	11
4.1	Podélné vlnění - (a), Charakteristické veličiny harmonického signálu - (b) . . . . .	14
4.2	Akustický výkon a jeho hladina . . . . .	17
4.3	Sčítání hladin akustického tlaku [19] . . . . .	18
4.4	Váhové filtry - A,B,C . . . . .	20
4.5	Konstrukce kapacitního mikrofону [19] . . . . .	22
4.6	Frekvenční charakteristika mikrofону od společnosti Brüel & Kjaer typu 4189 . . . . .	23
4.7	Schéma volby vhodné normy pro určení hladiny akustického výkonu . . . . .	24
4.8	Modely zdrojů hluku: monopól, dipól, kvadrupól . . . . .	25
4.9	Metody pro výpočet aerodynamicky generovaného hluku . . . . .	26
4.10	Rozdělení mechanismů tvorby hluku u axiálních ventilátorů [15] . . . . .	31
5.1	Ventilátor od společnosti Multiwing . . . . .	33
5.2	Měřicí konstrukce . . . . .	34
5.3	Schéma rozmístění mikrofónů . . . . .	35
5.4	Umístění konstrukce v polobeždovkové komoře . . . . .	36
5.5	Vliv polohy ventilátoru v aerodynamickém obalu na generovaný hluk (schéma) . . . . .	37
5.6	Řádová a frekvenční analýza (Poloha a) . . . . .	38
5.7	Řádová a frekvenční analýza pro vysunutí ventilátoru o 25% šířky ventilátoru ve směru proudícího vzduchu . . . . .	38

5.8	Řádová a frekvenční analýza pro zarovnání ventilátoru do aerodynamického obalu . . .	39
5.9	Řádová a frekvenční analýza pro vysunutí ventilátoru o 25% šířky ventilátoru proti směru proudícího vzduchu . . . . .	39
5.10	Třetinooktávané spektrum hladiny akustického výkonu v rozsahu frekvencí 20 Hz a 5000 Hz pro polohy a,b a c . . . . .	40
5.11	Dvanáctinooktávané spektrum hladiny akustického výkonu v rozsahu frekvencí 50 Hz a 1000 Hz pro polohy a,b a c . . . . .	40
5.12	Vliv polohy překážky na hluk ventilátoru (schéma) . . . . .	41
5.13	Řádová a frekvenční analýza pro překážku na odtokové straně ventilátoru . . . . .	42
5.14	Řádová a frekvenční analýza pro ventilátor bez překážky . . . . .	42
5.15	Řádová a frekvenční analýza pro překážku na vtokové straně ventilátoru . . . . .	43
5.16	Třetinooktávané spektrum hladiny akustického výkonu v rozsahu frekvencí 20 Hz a 5000 Hz pro umístění překážky a,b a c . . . . .	43
5.17	Dvanáctinooktávané spektrum hladiny akustického výkonu v rozsahu frekvencí 20 Hz a 5000 Hz pro umístění překážky a,b a c . . . . .	44
5.18	Geometrie konstrukce - (a) a poloha překážky - (b) . . . . .	45
5.19	Rozdělení výpočetní oblasti na VR - (a), VR v oblasti lopatek ventilátoru - (b) . . .	46
5.20	příčný řez výpočetní sítí - (a) , výpočetní síť v oblasti lopatek ventilátoru - (b) . . .	47
5.21	Porovnání vlivu odrazu akustických vln od podlahy - třetinooktávané pásmo hladiny akustického výkonu, v rozsahu frekvencí 20 Hz – 5 kHz . . . . .	48
5.22	Porovnání simulace a experimentu (bez překážky) dvanáctinooktávané pásmo průměrné hladiny akustického tlaku pro rozsah frekvencí 50 Hz – 1 kHz . . . . .	49
5.23	Porovnání simulace a experimentu (s překážkou na vtokové straně ventilátoru) dvanáctinooktávané pásmo průměrné hladiny akustického tlaku pro rozsah frekvencí 50 Hz – 1 kHz . . . . .	50
5.24	Porovnání simulace a experimentu (bez překážky) průměrná hladina akustického tlaku na mikrofonech 1 - 6 . . . . .	51
5.25	Rychlostní pole v okolí axiálního ventilátoru zobrazené v řezu výpočetní doménou (bez překážky - (a) , s překážkou umístěnou na vtokové straně ventilátoru - (b)) . .	52
5.26	Velikost vířivosti v okolí axiálního ventilátoru (bez překážky - (a) , s překážkou umístěnou na vtokové straně ventilátoru - (b)) . . . . .	52
5.27	Šíření akustického tlaku výpočetní doménou (bez překážky - (a), s překážkou umístěnou na vtokové straně ventilátoru - (b)) . . . . .	53

5.28	Směrová charakteristika axiálního ventilátoru (bez překážky - (a), s překážkou umístěnou na vtokové straně ventilátoru - (b)) . . . . .	54
5.29	Decibelová mapa vyfiltrovaná pro frekvence v rozsahu $240\text{ Hz} - 260\text{ Hz}$ (ventilátor bez překážky - (a), ventilátor s překážkou umístěnou na vtokové straně - (b)) . . .	55
5.30	Decibelová mapa vyfiltrovaná pro frekvence v rozsahu $315\text{ Hz} - 335\text{ Hz}$ (ventilátor bez překážky - (a), ventilátor s překážkou umístěnou na vtokové straně - (b)) . . .	56
5.31	Hodnoty tlaku zobrazené na lopatkách ventilátoru a aerodynamickém obalu, pro konfigurace (ventilátor bez překážky - (a), (c) ventilátor s překážkou umístěnou na vtokové straně - (b),(d)), vyfiltrovaná pro pásma $240\text{ Hz} - 260\text{ Hz}$ - (a), (b) a $315\text{ Hz} - 335\text{ Hz}$ - (c), (d) (Pohled z vtokové strany ventilátoru) . . . . .	57
5.32	Hodnoty tlaku zobrazené na lopatkách ventilátoru a aerodynamickém obalu, pro konfigurace (ventilátor bez překážky - (a),(c), ventilátor s překážkou umístěnou na vtokové straně - (b),(d)), vyfiltrovaná pro pásma $240\text{ Hz} - 260\text{ Hz}$ - (a), (b) a $315\text{ Hz} - 335\text{ Hz}$ - (c), (d) (Pohled z výtokové strany ventilátoru) . . . . .	57
5.33	Zobrazení vírových struktur v okolí ventilátoru pomocí izoploch $\lambda_2 = -9 \cdot 10^6$ v závislosti na hodnotě vířivosti (ventilátor bez překážky - (a), ventilátor s překážkou umístěnou na vtokové straně - (b)) . . . . .	58
5.34	Pohyb vírových struktur (izoplochy $\lambda_2 = -9 \cdot 10^6$ v závislosti na hodnotě vířivosti) a interakce s lopatkami ventilátoru pro ventilátor bez překážky (pro tři časové úseky jdoucí za sebou) . . . . .	58

# Seznam tabulek

2.1	Počet diskretních vektorů rychlosti, velikost rychlostí pro jednotlivé váhy přenosu $w_i$ u mřížek D2Q9, D2Q15, D2Q19 a D2Q27 [1] . . . . .	6
4.1	Výpočet střední frekvence $f_s$ , dolní frekvence pásma $f_d$ , horní frekvence pásma $f_h$ oktávového a třetionoktávového pásma [9] . . . . .	19
4.2	Oktávová a třetionoktávová pásma frekvence $f$ [Hz] [9] . . . . .	20
4.3	Rozměrová analýza pro jednotlivé zdroje hluku z FW-H akustické analogie [25] . . .	30
5.1	Geometrické parametry ventilátoru . . . . .	34
5.2	Souřadnice polohy mikrofónů . . . . .	35
5.3	Porovnání celkových hladin akustického výkonu pro polohy a,b a c . . . . .	41
5.4	Porovnání celkových hladin akustického výkonu pro polohy překážky a,b a c . . . . .	44

# Seznam použitých zkratek a symbolů

## Seznam zkratek

Zkratka	Označení
APE	Acoustic perturbation equations
CAA	Computational aeroacoustics
CAD	Computer aided design
CFD	Computational fluid dynamics
DES	Detached eddy simulation
DNS	Direct numerical simulation
FW-H	Ffowcs Williams and Hawkings
LBGK	Lattice Bhatnagar-Gross-Krook
LBM	Lattice Boltzmann methods
LES	Large eddy simulation
LGA	Lattice gas automaton
RANS	Reynolds-averaged Navier–Stokes
RNG	Renormalization group
SNGR	Stochastics Noise Generation and Radiation
VLES	Very large-eddy simulation
VR	Variable resolution



## Seznam symbolů

Symbol	Jednotka	Označení
$b$	1	počet lopatek ventilátoru
$B$	1	empirická konstanta
$c_i$	m/s	diskrétní rychlost částice
$c_s$	m/s	rychlost zvuku
$C_\mu$	1	konstanta modelu
$D_v$	m	průměr ventilátoru
$D_h$	m	průměr habu
$e$	J/kg	vnitřní energie
$e_i$	1	diskrétní vektor
$f$	Hz	frekvence
$f^c$	Hz	střední frekvence pásma
$f^d$	Hz	dolní frekvence pásma
$f^{eq}$	$kg/m^3$	distribuční funkce v rovnovážném stavu
$f^h$	Hz	horní frekvence pásma
$f^i$	$kg/m^3$	distribuční funkce ve směru $i$
$f_L$	Hz	frekvence procházejících lopatek
$F$	N	síla
$H$	m	šířka ventilátoru
$I$	$W/m^2$	akustická intenzita
$I_0$	$W/m^2$	referenční akustická intenzita
$k$	$m^2/s^2$	turbulentní kinetická energie
$l_t$	dB	tip clearance
$L_I$	dB	hladina akustické intenzity
$L_p$	dB	hladina akustického tlaku
$L_{pc}$	dB	celková hladina akustického tlaku
$L_{pA}$	dB	hladina akustického tlaku vážená filtrem A
$L_W$	dB	hladina akustického výkonu
$Ma$	1	Machovo číslo
$n$	1	počet prvků ve frekvenčním pásmu
$N$	ot/min	otáčky ventilátoru
$p$	Pa	tlak

Symbol	Jednotka	Označení
$p_0$	Pa	referenční tlak
$p_{ak}$	Pa	akustický tlak
$p_{atm}$	Pa	atmosferický tlak
$p_c$	Pa	celkový akustický tlak
$p_{ef}$	Pa	efektivní hodnota tlaku
$P$	Hz	šířka frekvenčního pásma
$P_{ij}$	Pa	napět'ový tenzor pro vnitřní objem
$\vec{r}$	m	vektor polohy částice
Re	1	Reynoldsovo číslo
$S$	$m^2$	referenční plocha
t	s	čas
T	° C	Teplota
$T_{ij}$	Pa	Lighthillův turbulentní napět'ový tenzor
$\vec{u}$	$m \cdot s^{-1}$	vektor makroskopické rychlosti proudění
$u_a$	m/s	rychlost částice vztažená k rychlosti kapaliny
$u_t$	m/s	rychlost na konci lopatek
$u^+$	1	bezrozměrná rychlost
$v$	m/s	akustická rychlost
$w_i$	1	váha přenosu částic v daném směru
$W$	W	akustický výkon
$W_0$	W	referenční akustický výkon
$x$	m	vzdálenost ve směru osy x
$\vec{x}$	m	vektor polohy pozorovatele
$y^+$	1	bezrozměrná vzdálenost od stěny
$\vec{y}$	m	vektor polohy zdroje
$y$	m	vzdálenost ve směru osy y
$z$	m	vzdálenost ve směru osy z

Symbol	Jednotka	Označení
$\alpha$	$^\circ$	úhel natočení lopatek
$\Delta$	$dB$	absolutní chyba
$\delta$	1	relativní chyba
$\delta(f)$	1	Delta funkce
$\delta_{ij}$	1	Kroneckerovo delta
$\delta_t$	1	časový parametr
$\delta_x$	1	délkový parametr
$\Delta x$	m	nejmenší element výpočetní sítě
$\Delta t$	s	časový krok
$\epsilon$	$m^2/s^3$	rychlost disipace
$\eta$	$s^{-1}$	smyková rychlost
$\eta_\omega$	1/s	lokální vířivost
$\kappa$	1	empirická konstanta
$\lambda$	m	vlnová délka
$\nu$	$m^2/s$	kinematická viskozita
$\nu_T$	$m^2/s$	turbulentní viskozita
$\nu_0$	$m^2/s$	kinematická viskozita částic
$\rho$	$kg/m^3$	hustota
$\tau$	s	relaxační čas
$\tau_{eff}$	s	turbulentní relaxační čas
$\tau_{ij}$	Pa	vektor smykového napětí tekutiny
$\varphi$	rad	fázové posunutí
$\Omega$	$kg/m^3$	kolizní člen

# 1. Úvod

Hluk je v dnešní době čím dál tím více diskutovaným tématem, především v inženýrských aplikacích. S rostoucími nároky na kvalitu životního prostředí jsou zaváděny hlukové normy pro povolené emise hluku, které musí jednotlivé stroje a technická zařízení splňovat. Důvodem zavedení hlukových norem je nebezpečí trvalého poškození lidského sluchu při dlouhodobém vystavení sluchového orgánu nadměrnému hluku. V zájmu výrobců je zahrnutí hlukových studií do vývoje jejich produktů.

Práce vznikla v rámci spolupráce se společností Bobcat zabývající se výrobou a vývojem bagrů a nakladačů, které podléhají evropským normám emisí hluku. Jedním z hlavních zdrojů hluku u těchto zařízení je ventilátor používaný při chlazení. Dalšími zdroji hluku jsou například hydraulické pumpy a spalovací motor.

Diplomová práce si klade hned několik cílů. Prvním je návrh a postavení konstrukce pro měření hluku axiálního ventilátoru v polobezdozvukové komoře. Dále sestavení a provedení samotného experimentu. Měření bude provedeno v polobezdozvukové komoře společnosti Bobcat v Dobříši. Naměřená data budou sloužit pro analýzu vlivů polohy axiálního ventilátoru a překážky na hluk generovaný ventilátorem. Zároveň se naměřená data využívají pro validaci numerického výpočtu, který je obsažen v druhé části.

Numerická část se zabývá výpočtem aerodynamického hluku generovaného ventilátorem. Pro výpočet je použit komerční software od společnosti Exa, který je založen na Lattice Boltzmannově metodě. Motivací pro použití této metody je její snadná paralelizovatelnost a efektivní využití výpočetního výkonu, který je pro aeroakustické výpočty nezbytný. Data z výpočtu slouží pro lepší pochopení mechanismů generování hluku na ventilátoru a tím i návrhu možných opatření k jeho snížení. Součástí výpočtu je ověření přesnosti výpočtu samotného softwaru. V závěru jsou diskutovány výhody a nevýhody Lattice Boltzmannovy metody oproti konvenčním CFD metodám.

## 2. Lattice Boltzmannova metoda

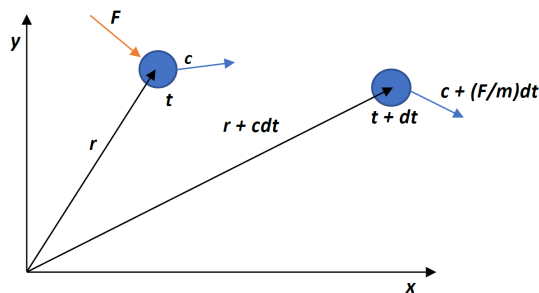
Lattice Boltzmannova metoda byla odvozena ze starší metody Lattice gas automatta tzv. buněčných automatů. Model LGA používal diskrétní hodnoty, které měly za následek vnesení datového šumu. Ten bylo možné eliminovat průměrováním přes větší množství uzlů. Výpočet se dal použít pouze v oblasti nízkých Reynoldsových čísel. Pro odstranění těchto nedostatků vznikla LBM, která vychází z diskretizace lattice Boltzmannovy rovnice [21]

$$f(\vec{r} + \vec{c}_i dt, t + dt) - f(\vec{r}, t) = \Omega(\vec{r}, t) dt. \quad (2.1)$$

Kde  $f_i$  je distribuční funkce a nabývá hodnot mezi 0 a 1. Důsledkem bylo odstranění průměrování, potřebné k výpočtu makroskopických hodnot u LGA a s tím i odstranění datového šumu. [21]

### 2.1 Boltzmannova rovnice

Boltzmannův popis je založen na mikroskopických vlastnostech tekutin, kde je obsaženo mnoho navzájem interagujících částic. Statistický popis tohoto systému lze pak zapsat distribuční funkcí  $f(\vec{r}, \vec{c}, t)$ , kde  $f$  je počet molekul v čase  $t$ , umístěných v rozmezí  $\vec{r}$  a  $\vec{r} + d\vec{r}$  v rozsahu rychlostí  $\vec{c}$  a  $\vec{c} + d\vec{c}$ . Vnější síla  $\vec{F}$  působící na molekulu jednotkové hmotnosti, změní rychlost molekuly z původní  $\vec{c}$  na  $\vec{c} + \frac{\vec{F}}{m} dt$  a její polohu na  $\vec{r} + \vec{c} dt$ . Pohyb částice za působení vnější síly  $\vec{F}$  lze vidět v následujícím schématu. [14]



Obrázek 2.1: Změna polohy a rychlosti vlivem síly  $F$

Pokud platí, že počet molekul před a po zatížení vnější silou  $\vec{F}$  je stejný a předpokládá se, že nedochází ke srážkám mezi molekulami, lze zapsat následující vztah [14]

$$f\left(\vec{r} + \vec{c}dt, \vec{c} + \frac{\vec{F}}{m}dt, t + dt\right) drdc - f(\vec{r}, \vec{c}, t) drdc = 0. \quad (2.2)$$

Pokud ke kolizím mezi molekulami dochází, vznikne na oblasti  $drdc$  nepatrná odchylka počtu částic. Zavádí se kolizní operátor  $\Omega$ , který určuje rozdíl množství částic na oblasti  $drdc$  před a po interakci částic. Proto rovnici zahrnující popis počtu molekul je nutné zapsat ve tvaru [14]

$$f\left(\vec{r} + \vec{c}dt, \vec{c} + \frac{\vec{F}}{m}dt, t + dt\right) drdc - f(\vec{r}, \vec{c}, t) drdc = \Omega(f) drdc dt. \quad (2.3)$$

Po úpravě vztahu (2.3) je získána Boltzmannova transportní rovnice 2.4. Pro její vyřešení je nutné určit kolizní operátor  $\Omega(f)$ .

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial r} \cdot \vec{c} + \frac{\partial f}{\partial c} \cdot \frac{F}{m} = \Omega. \quad (2.4)$$

Pokud částice nejsou zatěžovány vnější silou, lze rovnici zjednodušit do následujícího tvaru [14]

$$\frac{\partial f}{\partial t} + c \cdot \nabla f = \Omega. \quad (2.5)$$

Pro řešení fyzikálních úloh, je nutné zavést vztahy transformující mikroskopické veličiny z Boltzmannovy rovnice na makroskopické veličiny. Vztahy pro hustotu  $\rho$  (2.6), rychlost  $\vec{u}$  (2.7) a vnitřní energii  $e$  (2.8) [14]

$$\rho(\vec{r}, t) = \int m \cdot f(\vec{r}, \vec{c}, t) d\vec{c}, \quad (2.6)$$

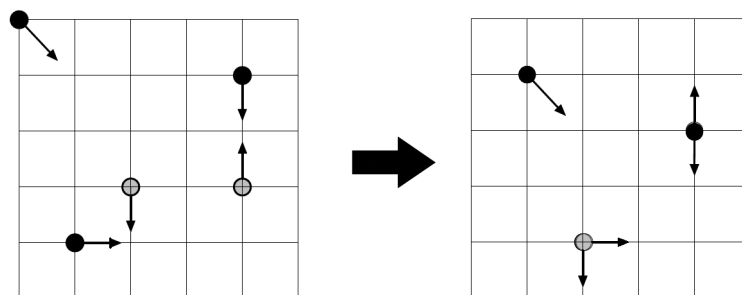
$$\rho(\vec{r}, t) \cdot \vec{u}(\vec{r}, t) = \int m \cdot \vec{c} \cdot f(\vec{r}, \vec{c}, t) d\vec{c}, \quad (2.7)$$

$$\rho(\vec{r}, t) \cdot e(\vec{r}, t) = \int m \cdot \vec{u}_a^2 \cdot f(\vec{r}, \vec{c}, t) d\vec{c}. \quad (2.8)$$

Ve vztahu je definována  $m$  jako hmotnost částice a  $u_a$  jako rychlost částice vztažené k rychlosti kapaliny. Rychlost  $u_a$  je vypočtena z rozdílu rychlosti částice a rychlosti proudění kapaliny  $u_a = c - u$ .

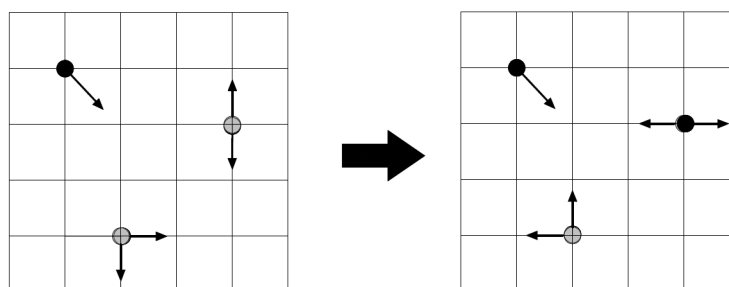
## 2.2 Princip lattice Boltzmannovy metody

S pomocí LBM lze řešit mnoho fyzikálních úloh přenosu hybnosti, tepla a hmoty. V této diplomové práci je LBM používána pro řešení úlohy mechaniky tekutin. Namísto používání makroskopického popisu jako u obvyklých metod CFD, používá LBM mezoskopické měřítko. Výpočetní doména je rozdělena na konečný počet buněk, které tvoří mřížku. LBM sleduje pohyb shluku částic mezi jednotlivými uzly mřížky, ale pouze v n určených směrech. Výpočet Boltzmannovy rovnice (2.15) probíhá ve dvou krocích: propagace a kolize.



Obrázek 2.2: Průběh propagačního kroku na 2D mřížce

Propagační krok popisuje přesun částic podél spojnic bodů mřížky viz. obr. 2.2. Pro částice přicházející nově do oblasti je nutné předepsání okrajových podmínek. Následuje kolizní krok viz obr.2.3 , ve kterém jsou přepočítány hodnoty distribučních funkcí se zahrnutím kolizního členu  $\Omega$ . V diplomové práci budou provedeny všechny simulace v programu PowerFLOW. Do programu je implementována LBGK aproximace kolizního členu, která bude popsána v další kapitole.



Obrázek 2.3: Průběh kolizního kroku na 2D mřížce

## 2.3 Lattice Bhatnagarův-Grossův-Krookův model

Řešení Boltzmannovy rovnice se stává díky koliznímu členu velmi obtížné. Proto je zde použita aproximace, která tento člen zjednoduší bez zavedení větší chyby do výsledků. Tento model byl pojmenován po svých autorech Bhatnagarovi, Grossovi, Krookovi v roce 1954. Aproximace kolizního členu je zapsána ve tvaru [14]

$$\Omega = \frac{1}{\tau} \cdot (f^{eq} - f), \quad (2.9)$$

kde  $\tau$  představuje relaxační čas a je omezen na hodnoty z intervalu  $(0, 5; \infty)$ . Definuje se jako čas potřebný pro uvedení distribuční funkce do rovnovážného stavu  $f^{eq}$ . S klesající hodnotou  $\tau$  se bude hodnota distribuční funkce přibližovat rovnovážnému stavu rychleji. Pro vyšší hodnoty se bude naopak přibližování rovnovážnému stavu zpomalovat. Relaxační čas je spjatý s kinematickou viskozitou  $\nu$ , kterou lze vyjádřit vztahem [14]

$$\nu = c_s^2 \delta t \left( \tau - \frac{1}{2} \right), \quad (2.10)$$

kde  $c_s$  je rychlost zvuku mřížky. Pro ideální plyn je pak získán makroskopický tlak  $p$  (2.11) z rychlosti zvuku mřížky a hustoty. Samotná makroskopická hustota  $\rho$  (2.12) a rychlost  $\vec{u}$  (2.13) je vyjádřena z hodnoty distribuční funkce.[14]

$$p = \rho c_s^2 \quad (2.11)$$

$$\rho = \sum_{i=0}^{m-1} f_i \quad (2.12)$$

$$\rho \vec{u} = \sum_{i=0}^{m-1} f_i \vec{c}_i \quad (2.13)$$

Druhým parametrem ve vztahu je distribuční funkce  $f^{eq}$  v rovnovážném vztahu. Vztah pro její výpočet je odvozen z distribuční funkce Maxwella-Boltzmannova při zachování hmotnosti a hybnosti. Pro izotermickou kapalinu je definován vztahem [1]

$$f_i^{eq} = \rho w_i \left[ 1 + \frac{c_i \cdot \vec{u}}{c_s^2} + \frac{(c_i \cdot \vec{u})^2}{c_s^2} - \frac{\vec{u}^2}{2c_s^2} \right]. \quad (2.14)$$

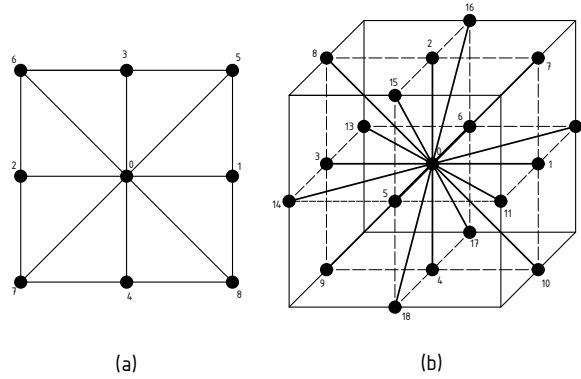
Zavádí se zde váha přenosu částic v daném směru  $w_i$ . Zohledňuje podíl pohybu v  $i$ -tém směru na celkovém pohybu částic v rovnovážném stavu. Součet  $w_i$  ve všech směrech musí být roven jedné. Podle použité mřížky se tyto parametry mění viz následující tabulka. [1]



$w_i$	No.(2D)	$ e_i $	D2Q9	D3Q15	D3Q19	D3Q27
$w_0$	1	0	$\frac{4}{9}$	$\frac{2}{9}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{8}{27}$
$w_1$	6 (4)	1	$\frac{1}{9}$	$\frac{1}{9}$	$\frac{1}{18}$	$\frac{2}{27}$
$w_{\sqrt{2}}$	12(4)	$\sqrt{2}$	$\frac{1}{36}$	0	$\frac{1}{36}$	$\frac{1}{54}$
$w_{\sqrt{3}}$	8(0)	$\sqrt{3}$	0	$\frac{1}{72}$	0	$\frac{1}{216}$

Tabulka 2.1: Počet diskretních vektorů rychlosti, velikost rychlostí pro jednotlivé váhy přenosu  $w_i$  u mřížek D2Q9, D2Q15, D2Q19 a D2Q27 [1]

Mřížka je pravidelná a pravoúhlá. Zapisuje se ve tvaru DnQm, kde n značí počet dimenzí prostoru a m je počet diskretních vektorů  $e_i$ . [1] Program PowerFLOW používá trojrozměrnou mřížku D3Q19 s 19-ti diskretními vektory  $e_i$  viz obr. 2.4.



Obrázek 2.4: Druhy mřížek (a) D2Q9 (b) D3Q15

Po zavedení aproximace LBGK do boltzmannovy rovnice je získán následující tvar rovnice [14]

$$\frac{\partial f}{\partial t} + c \cdot \nabla f = \frac{1}{\tau} \cdot (f^{eq} - f). \quad (2.15)$$

Pro LBM se rovnice (2.15) zavádí v diskretní podobě, kde se řeší pro konkrétní směry. Z tohoto důvodu Boltzmannova rovnice může být zapsána pro specifický směr ve tvaru [14]

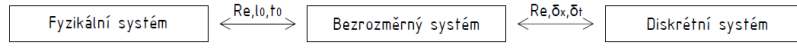
$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + c_i \cdot \nabla f_i = \frac{1}{\tau} \cdot (f_i^{eq} - f_i). \quad (2.16)$$

Rovnice (2.16) je základem LBM a je možné z ní odvodit Navier-Sokesovu rovnici. Jedná se o lineární parciální rovnici. Na pravé straně máme advekci a levá strana obsahuje zdroj a kolizní člen. Rovnice může být převedena do diskretního tvaru [14]

$$f_i(\vec{r} + \vec{c}_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i(\vec{r}, t) + \frac{\Delta t}{\tau} [f_i^{eq}(\vec{r}, t) - f_i(\vec{r}, t)]. \quad (2.17)$$

## 2.4 Jednotky

Pro simulování reálných systémů pomocí LBM a popsání fyzikálních dějů uvnitř systému je nutné správné zvolení jednotek. Nejprve by simulace měla odpovídat fyzikálnímu systému. Dále by měly být zvoleny parametry simulace tak, aby byla zajištěna požadovaná přesnost. Ovlivnění požadované přesnosti je dosaženo správným nastavením velikosti sítě a časového kroku.[10]



Obrázek 2.5: Schéma převodu jednotek mezi lattice Boltzmannovým a fyzikálním systémem

Převod jednotek z lattice Boltzmannova systému do fyzikálního je rozdělen do dvou kroků. Schéma propojení systému je zobrazeno 2.5 Nejprve je nutné vyřazení veličin, které v rámci simulace nehrají důležitou roli. V rámci simulací nestlačitelného proudění je důležité dodržení stejného Reynoldsova čísla. [10]

Prvním krokem je převedení fyzikálního systému (P) na bezrozměrný (D), který je nezávislý na fyzikálních veličinách, ale i parametrech simulace. Zde je nutné zvolit charakteristické veličiny pro daný problém, charakteristický čas  $t_0$  a délku  $l_0$ . Z délkou  $l_0$  a času  $t_0$  je získána charakteristická rychlost  $u_0 = l_0/t_0$ . Základní veličiny z fyzikálního systému jsou  $t_p, l_p$ . Převod na bezrozměrné veličiny je proveden podle rovnic [10]

$$t_d = \frac{t_p}{t_0}, \quad (2.18)$$

$$l_d = \frac{l_p}{l_0}, \quad (2.19)$$

$$u_d = \frac{u_p}{u_0} = \frac{t_0}{l_0} \cdot u_p, \quad (2.20)$$

$$Re = \frac{u_0 l_0}{\nu} = \frac{l_0^2}{t_0 \nu}. \quad (2.21)$$

Důležité je vyjádření Reynoldsova čísla, které je pro všechny systémy neměnné. V bezrozměrném tvaru je vyjádřeno jako (2.21). Vzdálenost a čas jsou zadefinovány jako  $l_{0,d} = 1$  a  $t_{0,d} = 1$ . Po dosazení do (2.21), lze vyjádřit bezrozměrnou viskozitu pomocí Reynoldsova čísla ve tvaru [10]

$$\nu_d = \frac{1}{Re}. \quad (2.22)$$

V druhém kroku je převeden bezrozměrný systém (D) na diskretní lattice Boltzmannův systém (LB). Pro popis diskretního systému je zaveden délkový parametr  $\delta_x$ , který lze zapsat jako (2.23), kde  $N$  je počet buněk podél charakteristického rozměru [10]  $l_{0,d}$

$$\delta_x = \frac{1}{N}. \quad (2.23)$$

Druhou veličinou popisující diskretní systém je časový parametr  $\delta_t$ . Je definován jako poměr charakteristického času  $t_{0,d}$  a počtem iteračních kroků v tomto čase  $N_{iter}$  [10]

$$\delta_t = \frac{1}{N_{iter}}. \quad (2.24)$$

Z předchozích parametrů pro diskretní lattice Boltzmannův systém je dopočtena diskretní rychlost (2.25) a viskozita (2.26) [10]

$$u_{lb} = \frac{u_d}{u_{lb}} = \frac{\delta_t}{\delta_x} u_d, \quad (2.25)$$

$$\nu_t = \frac{\sigma_t}{\sigma_x^2} \frac{1}{N_{iter}}. \quad (2.26)$$

## 2.5 Okrajové podmínky

Zadefinování makroskopických okrajových podmínek u LBM metody je poměrně složitou úlohou. Na jejich nastavení závisí stabilita i přesnost výpočtu. Získání makroskopických hodnot jako je rychlost a hustota z mezoskopické proměnné jako je populace, lze poměrně snadno. Inverzní přístup však není možný. Formulování okrajových podmínek pro LBM spočívá v nalezení vhodné závislosti mezi neznámou hodnotou distribuční funkce směřující do výpočetní oblasti  $f_i^<$  a známou hodnotou distribuční funkce z oblasti vystupující  $f_i^>$ . Tento vztah je popsán v následující rovnici (2.27).  $B_{ij}(\vec{x} - \vec{y})$  představuje operátor zahrnující interakce mezi tekutinou a stěnou v celé výpočetní oblasti. [21]

$$f_i^<(\vec{x}) = \sum_i \sum_j B_{ij}(\vec{x} - \vec{y}) f_j^>(\vec{y}) \quad (2.27)$$

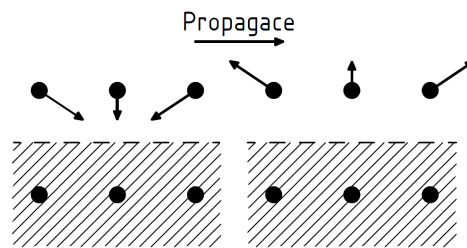
Okrajové podmínky je možné obecně rozdělit na několik základních skupin: okrajové podmínky na stěně, periodické okrajové podmínky, periodické okrajové podmínky pro vstup a výstup z oblasti. [21]

### 2.5.1 Periodické okrajové podmínky

Nejjednodušším příkladem jsou periodické okrajové podmínky. Aplikují se v případě, kdy se děj v dané oblasti opakuje ve stejných periodách. Mezi rovinami, které ohraničují periodický děj, dochází k propojení uzlů. Hodnoty distribučních funkcí na výstupu z oblasti se rovnají hodnotám na vstupu. Podmínkou je pouze shodný rozměr a tvar vstupní a výstupní roviny. [21]

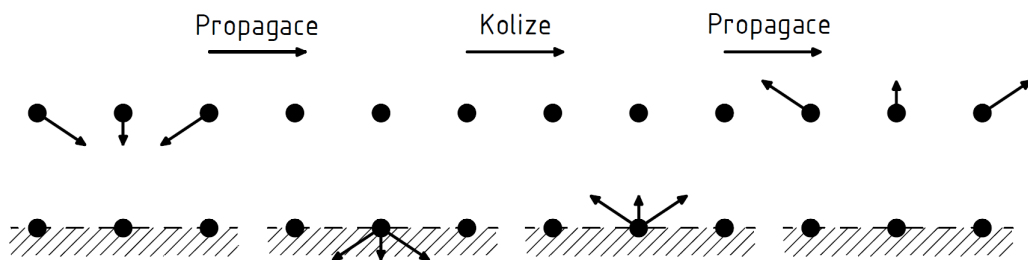
### 2.5.2 Okrajové podmínky na stěně

Na stěně rozlišujeme okrajové podmínky "no-slip" a "free-slip". Metoda odrazu ("no-slip") předepisuje pro stěnu nulový vektor rychlosti. Zavádí se zde dva druhy implementace výpočtu. První nastává v případě, když se stěna nachází mezi dvěma řadami uzlů. Při kolizi částice, která je v kontaktu se stěnou, změní orientaci a při propagačním kroku se vrátí do výchozí polohy. viz obr. 2.6 Tento přístup sebou nese druhý řád přesnosti. [21]



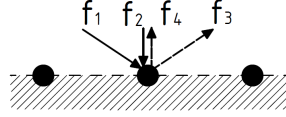
Obrázek 2.6: Metoda odrazu pro okrajovou podmínku mezi dvěma řadami uzlů

Druhou možností je stěna procházející řadou uzlů. V tomto případě dochází na stěnách místo kolizního kroku pouze k otočení směru orientace viz obr. 2.7. Vzdálenost, kterou částice musí urazit je oproti předchozímu přístupu dvojnásobná, proto i doba, za kterou se částice dostane do původní polohy je dvojnásobná. Přesnost této metody je pouze prvního řádu. Okrajovou podmínku lze použít pro komplikovanější geometrie, kde se pouze změní hodnota distribučních funkcí, ale základní princip zůstává zachován. [21]



Obrázek 2.7: Metoda odrazu pro okrajovou podmínku na okraji oblasti

Další variantou pro nastavení okrajových podmínek stěny je hladká stěna ("free-slip"). Okrajová podmínka se používá v případě, kde mají okolní stěny zanedbatelný vliv na proudění tekutiny. Tečná složka rychlosti nabývá libovolných hodnot. Změnu odrazu částic na stěně lze vidět na obr. 2.8 . [21]



Obrázek 2.8: Okrajová podmínka pro hladkou stěnu

### 2.5.3 Okrajové podmínky pro vstup a výstup

Řešení okrajových podmínek pro vstup a výstup z oblasti je řešeno odděleně. Důvodem jsou neznámé hodnoty distribučních funkcí, které jsou umístěny mimo výpočetní oblast. Metod pro řešení tohoto problému je mnoho. Jedním z přístupů je metoda navržená pány Zou a He. Pro rovinný případ D2Q9 jsou řešeny tři neznámé hodnoty distribučních funkcí směřující mimo oblast  $f_3$ ,  $f_6$ ,  $f_7$ . Vychází se z rovnic pro výpočet makroskopické hustoty (2.11) a hybnosti (2.12). Dosazením hodnot distribučních funkcí v jednotlivých směrech jsou získány tři rovnice: pro hustotu (2.28) pro hybnost v ose x (2.29) a y (2.30). [14]

$$\rho = f_0 + f_1 + f_2 + f_3 + f_4 + f_5 + f_6 + f_7 + f_8 \quad (2.28)$$

$$\rho u = f_1 + f_5 + f_8 - f_6 - f_3 - f_7 \quad (2.29)$$

$$\rho v = f_5 + f_2 + f_6 - f_7 - f_4 - f_8 \quad (2.30)$$

Výsledkem jsou tři rovnice pro čtyři neznámé (tři distribuční funkce a makroskopická hustota). Pro vyřešení je nutné zavést rovnovážnou rovnici (2.31). Hodnota distribučních funkcí  $f^{eq}$  v rovnovážném vztahu je vypočtena z rovnice (2.15). Po dosazení je získána čtvrtá rovnice (2.32). [14]

$$f_1 - f_1^{eq} = f_3 - f_3^{eq} \quad (2.31)$$

$$f_1 = f_3 + \frac{2}{3}\rho u \quad (2.32)$$

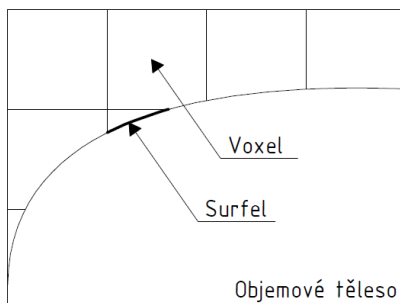
## 3. PowerFLOW

PowerFLOW je komerční software od společnosti Exa určený pro simulování úloh proudění tekutin pomocí lattice Boltzmannovy metody s mřížkou D3Q19. Program používá upravenou verzi LBGK kolizního modelu. Pro modelování turbulence má PowerFLOW vestavěný turbulentní model upravený pro LBM. Při zpracovávání této kapitoly byla použita následující literatura [11], [22], [4], [5].

### 3.1 Vytváření sítě

PowerFLOW přistupuje k vytváření sítě odlišně oproti běžným CFD programům. Generování sítě proběhne automaticky před spuštěním výpočtu. Prvním krokem je vytvoření dostatečně jemné povrchové sítě pro popsání geometrie dané úlohy.

Při vytváření objemové sítě jsou definovány oblasti VR (Variable resolution). Základní elementem objemové sítě je "Voxel". S každým novým VR se voxel zmenší o polovinu svého původního rozměru. Dále je možné definovat přechody mezi jednotlivými VR, kde je předepsán minimální počet buněk mezi dvěma oblastmi VR. Velikost celé sítě je vztažena k nejmenšímu elementu celé sítě, od kterého pak velikost roste. Nejvyšší VR je předepsáno pro nejmenší element a VR0 pro velikost největšího elementu.



Obrázek 3.1: Schéma oříznutí sítě geometrií

Objemová síť roste až po geometrii dané úlohy. Zde jsou vytvořeny tzv. "Surfely", které představují povrchovou síť. Původní povrchová síť CAD geometrie je pak rozdělena pomocí

voxelů protínajících geometrii na menší části. Oproti klasickým metodám CFD, kde síť roste z povrchových sítí do objemu je zde povrchová síť ovlivněna objemovou sítí. Pomocí tohoto přístupu, pak není omezeno vytváření sítě zadáním složité geometrie.

## 3.2 Turbulentní model

Pro modelování turbulence pomocí LBM je nahrazen molekulární relaxační čas  $\tau$  turbulentním relaxačním časem  $\tau_{eff}$ . Turbulentní relaxační čas lze odvodit z RNG (renormalization group). Kde  $\eta$  je získáno kombinací parametru smykové rychlosti  $\eta = k \cdot |S| / \epsilon$ , helicity a lokální vířivosti  $\eta_\omega = k \cdot |\Omega| / \epsilon$  [22].

$$\tau_{eff} = \tau + C_\mu \cdot \frac{k^2 / \epsilon}{T \cdot \sqrt{(1 + \eta^2)}}. \quad (3.1)$$

PowerFLOW používá model Very Large Eddy Simulation (VLES). Rozlišitelná měřítka jsou spočítána přímo a malá měřítka jsou počítána RNG  $k-\epsilon$  turbulentním modelem, který je odvozen pomocí statistické metody Renormalization group. Původní model  $k-\epsilon$  rozšiřuje o výpočet vlivu vířů na turbulenci, přidává výpočet turbulentního Prandtlova čísla a efektivní viskozity. Pomocí těchto změn lze tento model aplikovat na větší škálu typů proudění. Výpočet kinetické energie turbulence  $k$  a disipace kinetické energie  $\epsilon$  je proveden podle rovnic [22],[5]

$$\rho \cdot \frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \cdot \left[ \left( \frac{\rho \cdot v_0}{\sigma_{k_0}} + \frac{\rho \cdot v_T}{\sigma_{k_T}} \right) \cdot \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \tau_{ij} \cdot S_{ij} - \rho \cdot \epsilon, \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned} \rho \cdot \frac{D\epsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \cdot \left[ \left( \frac{\rho \cdot v_0}{\sigma_{\epsilon_0}} + \frac{\rho \cdot v_T}{\sigma_{\epsilon_T}} \right) \cdot \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\epsilon_1} \cdot \frac{\epsilon}{k} \cdot \tau_{ij} \cdot S_{ij} \\ - \left[ C_{\epsilon_2} + f_{RNG} \cdot C_\nu \cdot \frac{\eta^3 \cdot \left( \frac{1-\eta}{\eta_0} \right)}{1 + \beta \cdot \eta^3} \right] \cdot \frac{\rho \cdot \epsilon^2}{k^2}. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Zde  $\nu_T$  je turbulentní viskozita, která vychází ze vztahu pro celkovou kinematickou viskozitu  $\nu$  2.10, lze ji rozdělit na kinematickou viskozitu částic  $\nu_0$  a turbulentní kinematickou viskozitu  $\nu_T$ .

$$\nu = \nu_T + \nu_0 = c_s^2 \delta t \left( \tau - \frac{1}{2} \right). \quad (3.4)$$

Dále  $C_\mu, C_{\epsilon_1}, C_{\epsilon_2}, C_\nu$  jsou konstanty, turbulentní Prandtlova čísla jsou definována pro kinetickou energii  $k$  a  $\epsilon$  jako  $\sigma_{k_0}, \sigma_{k_T}, \sigma_{\epsilon_0}, \sigma_{\epsilon_T}$ .

### 3.3 Stěnová funkce

Přesné vyřešení turbulentní mezní vrstvy u stěny pro vysoká Reynoldsova čísla je výpočetně velmi náročné. Proto se zavádí stěnová funkce, která nastaví přibližné okrajové podmínky pro částice v blízkosti stěny. V PowerFLOW je používána stěnová funkce, která je založena na rozšíření stěnového zákona o tlakový gradient k určení lokálního povrchového tření [22],[4]:

$$u^+ = f \frac{y^+}{A} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y^+}{A} + B, \quad (3.5)$$

$$A = 1 + f \left( \frac{\partial p}{\partial x} \right), \quad (3.6)$$

kde  $u^+$  je bezrozměrná rychlost  $u^+ = u/u^*$  a  $y^+$  je bezrozměrná vzdálenost od stěny  $y^+ = (y \cdot u^*)/\nu$ . Řešením rovnice (3.5) jsou získána smyková napětí na stěně pro stěnové okrajové podmínky používané v LBM. Zavedení tlakového gradientu oproti standardnímu přístupu zpřesňuje odhad pro toky s nepříznivým tlakovým gradientem. Pro turbulentní kinetickou energii a disipaci kinetické energie u stěny jsou zavedeny empirické vztahy [22]

$$k^+ = \frac{k}{u_\tau^2} = \frac{1}{\sqrt{C_\mu}} - e^{-0,1y^+} \left( \frac{1}{\sqrt{C_\mu}} + 0,29y^+ \right), \quad (3.7)$$

$$\epsilon^+ = \frac{\epsilon \nu_0}{u_\tau^4} = 0,04y^+ - 0,0033y^{+2} + 1,04 \cdot 10^{-4}y^{+3} - 1,14 \cdot 10^{-6}y^{+4}. \quad (3.8)$$

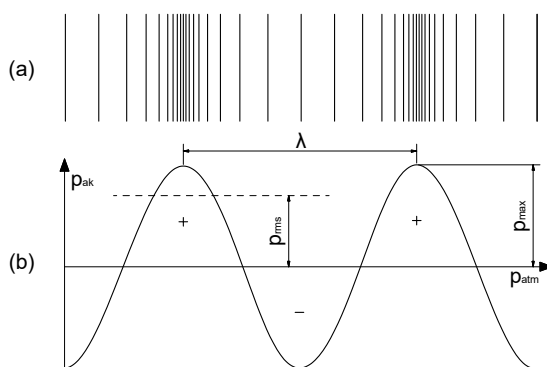


## 4. Akustika

Akustika se zabývá vznikem, šířením a vlastnostmi zvuku. Zvuk je definován jako mechanické kmitání pružného prostředí, které se šíří konečnou rychlostí určitým prostředím. Rychlost šíření zvuku se v jednotlivých prostředích mění. Například pro vzduch je rychlost zvuku přibližně  $340\text{ m/s}$ . Technická akustika se zabývá zvukem v oblasti slyšitelného pásma ve frekvenčním rozsahu 20 až 20000 kmitů za sekundu. Zvuk s vyšší frekvencí je pak nazýván ultrazvuk a s nižší frekvencí infrazvuk. Dnes je však v inženýrské praxi hlavním zájmem vyšetřování nežádoucích akustických signálů, které jsou definovány jako hluk. Hluk pak nelze přesněji zadefinovat, protože záleží především na subjektivním vnímání konkrétního zvuku člověkem. Každý vnímá hranici mezi zvukem a nepříjemným hlukem jinak [18].

### 4.1 Základní pojmy v akustice

Zvuk nebo hluk je výsledkem kolísání tlaku, generovaného vibrujícím povrchem nebo turbulentním prouděním. Zvuk se šíří prostředím ve formě akustického vlnění. Podle směru kmitání částic vůči směru šíření vlny se vlnění dělí na podélné a příčné. U plynů a kapalin dochází pouze k podélnému vlnění viz obr.4.1(a). Hluk se v prostoru šíří od zdroje ve vlnoplochách, na kterých jsou stejné hodnoty akustických veličin [8].



Obrázek 4.1: Podélné vlnění - (a), Charakteristické veličiny harmonického signálu - (b)

### 4.1.1 Akustická vlna

Základními veličinami, kterými lze popsat šíření akustické vlny viz. obr.4.1(b) jsou:

- **Rychlost zvuku**  $c$  [ $m/s$ ]

Je definována jako rychlost šíření akustické vlny prostorem. Závisí na hustotě a pružnosti prostředí. Pro vzduch lze vypočítat z rovnice.(4.1), kde  $p$  [ $Pa$ ] je atmosférický tlak a  $\rho$  [ $kg/m^3$ ] je hustota. Vztah lze zjednodušit na závislost rychlosti zvuku na teplotě  $T$  [ $K$ ] [2]

$$c = \sqrt{\frac{1,4 \cdot p_{atm}}{\rho}} = 20,05\sqrt{T}. \quad (4.1)$$

- **Perioda**  $T$  [ $s$ ]

Doba, za kterou se kmitající bod vrátí z rovnovážné polohy přes obě krajní polohy do původního stavu. [18]

- **Kmitočet**  $f$  [ $Hz$ ]

Počet kmitů za sekundu, které vykoná kmitající bod. Mezi frekvencí a dobou kmitu platí vztah [18]

$$f = \frac{1}{T}. \quad (4.2)$$

- **Vlnová délka**  $\lambda$  [ $m$ ]

Je to vzdálenost mezi nejbližšími dvěma body bodové řady, u nichž je ve stejném okamžiku stejný akustický stav nebo také vzdálenost, kterou vlna urazí v průběhu jednoho kmitu. Délku vlny lze získat ze vztahu [18]

$$\lambda \cdot f = c. \quad (4.3)$$

- **Amplituda**

V technické akustice nejsou používány maximální hodnoty akustických veličin  $p_{max}$ , ale efektivní hodnoty  $p_{ef}$ , které jsou měřítkem energie přenášené signálem. Obecně lze efektivní hodnotu vypočítat ze vztahu [18]

$$p_{ef} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T (p)^2}. \quad (4.4)$$

### 4.1.2 Akustické veličiny

- **Akustický tlak**  $p_{ak}$  [Pa]

V důsledku šíření akustické vlny prostředím dochází k zvýšení a snížení hustoty molekul viz obr.4.1(a). Tyto změny jsou v plynech spojeny se změnami statického tlaku. Celkový statický tlak je složen ze součtu středního barometrického tlaku  $p_b$  a akustického tlaku  $p_{ak}$ . Hodnota barometrického tlaku je přibližně 100 000 Pa. Oproti tomu nejmenší akustický tlak, který lidské ucho může zaznamenat, je  $2 \cdot 10^{-5}$  Pa [18].

- **Akustická rychlost**  $v$  [m/s]

Představuje rychlost kmitání jednotlivých částic prostředí kolem své rovnovážné polohy. Velikost akustické rychlosti je o mnoho řádu nižší než je rychlost zvuku, kde pro práh slyšitelnosti je okolo  $5 \cdot 10^{-8}$  m/s [18].

- **Akustický výkon**  $W$  [W]

Množství akustické energie vyzařované od zdroje hluku, které prochází prostředím a je vztahované na jednotku času [18].

- **Intenzita zvuku**  $I$  [W/m<sup>2</sup>]

Je definována jako tok akustické energie v daném směru a smyslu plochou kolmou k tomuto směru vztahovaný na jednotku plochy [20].

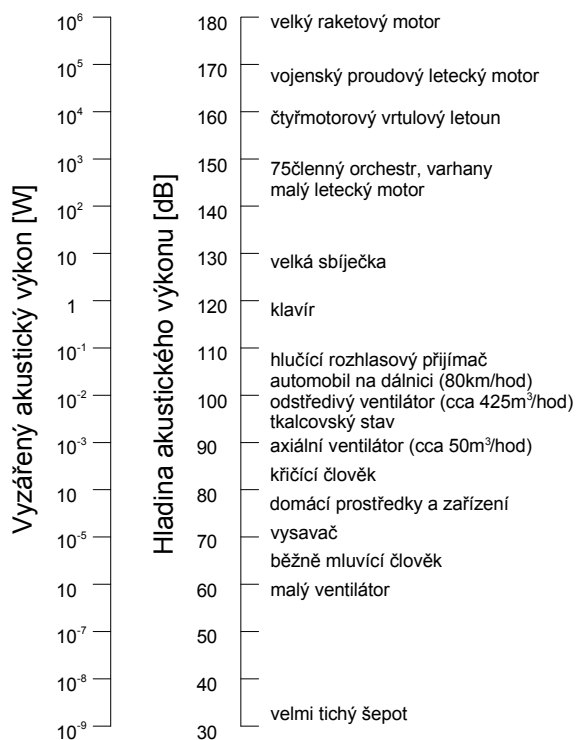
### 4.1.3 Akustické hladiny

Akustické veličiny nabývají hodnot v rozmezí mnoha řádů a jejich porovnávání by bylo velmi nepřehledné. Přehled některých zdrojů hluku a porovnání jejich akustických výkonů a hladin akustického výkonu je zobrazen na obr.4.2. Proto se v akustice používají hladinová vyjádření akustických veličin, která vycházejí z logaritmického poměru dané veličiny s referenční hodnotou. Referenční hodnotou je pak minimální hodnota, kterou je lidské ucho schopné rozeznat. Samotnou hladinu je pak nutné vztahovat k určité frekvenci nebo pásmu frekvencí, které upřesní polohu signálu na frekvenční ose.

- **Hladina akustického tlaku**  $L_p$  [dB]

$$L_p = 20 \log \frac{p}{p_0} \quad (4.5)$$

Pro výpočet hladiny akustického tlaku je použita hodnota referenčního tlaku  $p_0 = 2 \cdot 10^{-5}$  Pa, které odpovídá v decibelové stupnici hodnota 0 dB a sledovaného tlaku  $p$ . Pokud akustický tlak vzroste 10krát, potom dojde o zvýšení hodnoty hladiny akustického



Obrázek 4.2: Akustický výkon a jeho hladina

tlaku o  $20\text{ dB}$ . Zvýšení hladiny akustického tlaku o  $1\text{ dB}$  pak odpovídá nejmenší možné změně akustického tlaku, kterou lidský sluch může zaznamenat [18].

- **Hladina akustického výkonu  $L_w$  [dB]**

$$L_W = 10 \log \frac{W}{W_0} \quad (4.6)$$

Z hlediska technické akustiky je pro popis zdroje hluku hladina akustického výkonu nejdůležitější. Především proto, že je možné na jejím základě určit emisní hodnoty v místě, kde se nachází posluchač. Referenční hodnota akustického výkonu je podle normy ČSN 01 1304 stanovena  $W_0 = 10^{-12}\text{ W}$  a  $W$  je sledovaná hodnota akustického výkonu. Zvýšení akustického výkonu o jeden řád odpovídá zvýšení hladiny akustického výkonu o  $10\text{ dB}$  [18].

Pokud zdroj hluku vyzařuje akustickou energii do všech stran rovnoměrně, je možné odvodit převodní vztah mezi hladinou akustického tlaku a výkonu (4.7), kde  $S$  je referenční plocha a  $L_p$  je hladina akustického tlaku. Plochu  $S$  si lze představit jako myšlenou měřicí plochu obklopující zdroj hluku.

$$L_W = L_p + 10 \log S \quad (4.7)$$

- **Hladina akustické intenzity**  $L_I [dB]$

$$L_I = 10 \log \frac{I}{I_0} \quad (4.8)$$

Hladina akustické intenzity je definována vztahem (4.8), kde referenční hodnota intenzity zvuku je  $I_0 = 10^{-12W} W/m^2$  a  $I$  je sledovaná hodnota akustické intenzity.

#### 4.1.4 Sčítání akustických hladin

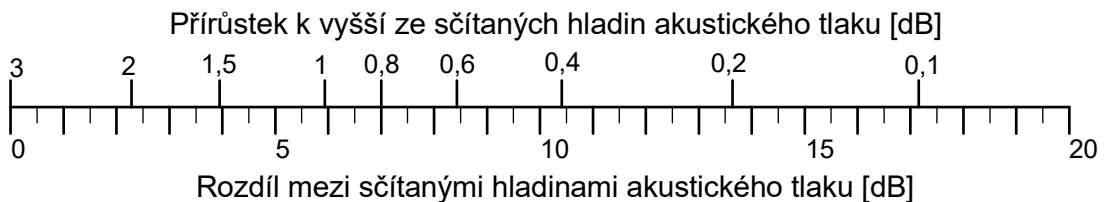
Sčítáním dvou a více akustických hladin rozlišujeme sčítání koherentních a nekoherentních signálů. Součet dvou koherentních signálů dává opět koherentní signál. Při součtu dvou signálů se stejnou fází a amplitudou může dojít k zdvojnásobení amplitudy signálu tzn. zvýšení hladiny akustického tlaku o  $6 dB$ . Dva signály se stejnou amplitudou, ale opačnou fází se navzájem eliminují. Výsledná hodnota akustického tlaku pro dva signály je dána vzorcem [20].

$$p_c = \sqrt{p_1^2 + p_2^2 + 2 \cdot p_1 \cdot p_2 \cdot \cos(\varphi_1 - \varphi_2)}. \quad (4.9)$$

V praxi se ve větší míře vyskytují nekoherentní signály. Součet signálů s různým kmitočtem můžeme sečíst přes energie, kde součtem dílčích intenzit získáme výslednou intenzitu. Dosazením akustického tlaku a vyjádřením vztahu v hladinách je získán výsledný vztah pro součet nekoherentních signálů [20]

$$L_{pc} = 10 \log \sum_{i=1}^N 10^{\frac{L_{pi}}{10}}. \quad (4.10)$$

Při sečtení dvou signálů se stejnou hladinou akustického tlaku dojde ke zvýšení výsledné hladiny o  $3 dB$ . Na obr.4.3 je vidět závislost rozdílu dvou hladin akustického tlaku a přírůstek k vyšší ze sčítaných hladin. Při větším rozdílu hladin než  $15 dB$  už nedochází k výrazné změně celkové hladiny akustického tlaku [19].



Obrázek 4.3: Sčítání hladin akustického tlaku [19]

### 4.1.5 Frekvenční analýza

Naměřené akustické hodnoty v závislosti na čase nedávají žádnou bližší informaci. Pro správné analyzování naměřeného akustického signálu je nutné provést frekvenční analýzu. Převedením signálu do frekvenční oblasti je možné zjistit, které frekvence nebo frekvenční pásma nejvíce přispívají k celkové hodnotě např. akustického tlaku. Po zjištění, těchto pásem je možné se při redukování hluku zaměřit na frekvence s nejvyšším podílem na celkovém hluku [9].

Frekvenční analýzu lze rozdělit na dva druhy a to s procentuálně konstantní šíří pásma nebo konstantní šíří pásma. Pro procentuální vyjádření platí, že s rostoucí střední frekvencí daného pásma dochází k zvětšení absolutní hodnoty šířky pásma. Naopak u druhé metody zůstává zachovaná absolutní šířka pásma na konstantní hodnotě. Pro správnou volbu metody je nutné znát charakter signálu, kde pro zdroje hluku vyzařující čisté tóny je lepší použít konstantní šířku pásma. Na určení hlučnosti daného zařízení stačí pouze procentuální šířka pásma např. oktávová pásma [18].

Při výpočtu je nejprve nutné zvolit vzorkovací frekvenci signálu  $f_s$  pro převedení do diskretní podoby. Poté je použita rychlá fourierova transformace FFT přes  $n$  počet prvků. Výsledkem pak jsou frekvenční pásma o šířce  $P$  a střední frekvenci  $f_c$  [9].

$$P = \frac{f_s}{N}, \quad (4.11)$$

$$f_c = \frac{k \cdot f_s}{n}. \quad (4.12)$$

Rovnice (4.11) a (4.12) jsou pro pásmo s konstantní šířkou. Vztahy pro výpočet střední frekvence  $f_s$ , dolní frekvence pásma  $f_d$ , horní frekvence pásma  $f_h$  oktávového a třetiooktávového pásma jsou uvedeny v následující tabulce.

pásmo	střední frekvence	dolní mez	horní mez
oktávové	$f_{c2} = 2 \cdot f_{c1}$	$f_d = f_c / \sqrt{2}$	$f_h = f_c / \sqrt{2}$
1/3-oktávové	$f_{c2} = \sqrt[3]{2} \cdot f_{c1}$	$f_d = f_c / \sqrt[6]{2}$	$f_h = f_c / \sqrt[6]{2}$

Tabulka 4.1: Výpočet střední frekvence  $f_s$ , dolní frekvence pásma  $f_d$ , horní frekvence pásma  $f_h$  oktávového a třetionoktávového pásma [9]

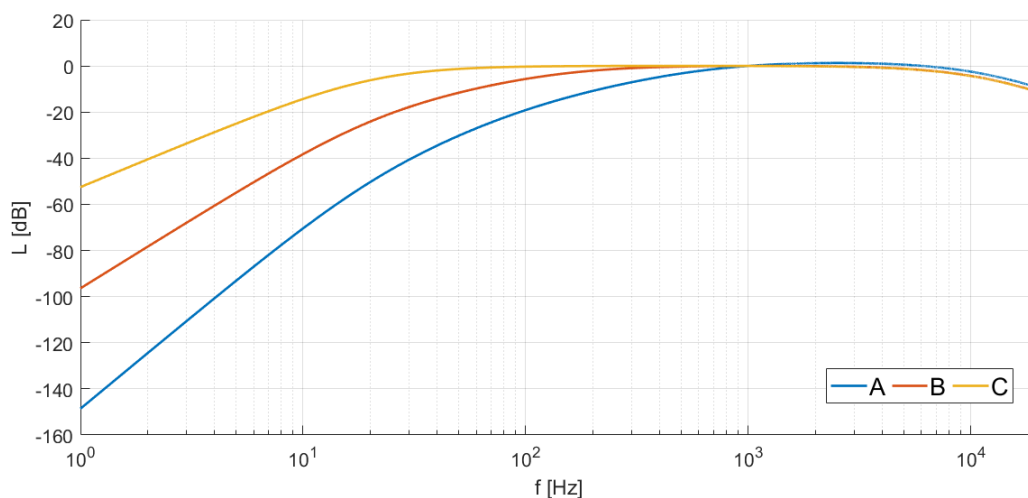
Při výpočtu pásem se vychází z frekvence 1kHz a jsou zaokrouhleny do tvaru uvedené v následující tabulce.

Střední frekvence pásma		Mezní frekvence		Střední frekvence pásma		Mezní frekvence	
<i>oktávové</i>	<i>třetinooktávové</i>	<i>dolní</i>	<i>horní</i>	<i>oktávové</i>	<i>třetinooktávové</i>	<i>dolní</i>	<i>horní</i>
31,5	25	22	28	1000	800	707	880
	31,5	28	35		1000	880	1130
	40	35	44		1250	1130	1414
63	50	44	57	2000	1600	1414	1760
	63	57	71		2000	1760	2250
	80	71	88		2500	2250	2825
125	100	88	113	4000	3150	2825	3530
	125	113	141		4000	3530	4400
	160	141	176		5000	4400	5650
250	200	176	225	8000	6300	5650	7070
	250	225	283		8000	7070	8800
	315	283	353		10000	8800	11300
500	400	353	440	16000	12500	11300	14140
	500	440	565		16000	14140	17600
	630	565	707		20000	17600	22500

Tabulka 4.2: Oktávová a třetinooktávová pásma frekvence  $f$  [Hz] [9]

#### 4.1.6 Váhové filtry

Lidský sluch vnímá zvuk v různých kmitočtových pásmech odlišně. Zkreslení vlivem odlišné citlivosti v jednotlivých frekvenčních pásmech je pak kompenzováno pomocí váhových filtrů. Používanými váhovými filtry v praxi jsou A, B a C. Na obr.4.4 je uveden průběh jednotlivých filtrů. Nejlépe vystihuje frekvenční chování lidského sluchu filtr A, kde jsou sníženy nízké a vysoké frekvence. Pro hlučnější zdroje je pak používán váhový filtr C [20].



Obrázek 4.4: Váhové filtry - A,B,C

V hlukoměrech se pak tyto filtry vyskytují analogově, kde hodnoty filtrů jsou dány tabulkou. Pro digitální měřidla jsou použity předpisy, například pro filtr A platí vztahy [9]

$$A(f) = 20 \log \frac{R_A(f)}{R_A(1000)}, \quad (4.13)$$

$$R_A(f) = \frac{12200^2 f^4}{(f^2 + 20,6^2)(f^2 + 12200^2) \sqrt{(f^2 + 107,7^2)(f^2 + 737,9^2)}}. \quad (4.14)$$

Označení veličin vážených těmito filtry je pak vyznačeno v jednotkách  $dB$  ( $A$ ) nebo v dané veličině  $L_{pA}$ . Přesná měření v akustice – vyzařovací charakteristiky, difrakce, měření v bezodrazové místnosti hladina akustického tlaku je vážená filtrem A  $L_{pA}$  a je získána přímo z hlukoměru nebo pro oktávkové nebo třetinooktávkové spektrum vypočtena z rovnice [18]

$$L_{pA} = 10 \log \sum_{i=1}^N 10^{\frac{L_{pi} + A_i}{10}}. \quad (4.15)$$

## 4.2 Akustická měření

### 4.2.1 Měřicí prostory

Prostory, ve kterých se provádí akustická měření, lze rozdělit podle vlastností akustického pole na tři varianty:

- **Bezdozvukové komory**

Místnosti určené pro měření ve volném zvukovém poli. Všechny stěny, podlaha a strop jsou pokryty absorpčním materiálem, který pohlcuje akustické vlnění. Důležitým parametrem je také hluk na pozadí komory, kde je možné měřit i zdroje hluku s malým akustickým výkonem. Omezení nastává v případě větších a těžších zdrojů hluku, protože tyto komory jsou limitovány svým objemem a nosností podlahy. Z tohoto důvodu jsou druhou variantou polobeždozvukové komory, které mají odrazivou podlahu [23].

- **Dozvukové komory**

Dozvukové komory jsou oproti bezdozvukovým vybaveny odrazivými neparalelními stěnami. Snaží se o dosažení co největší odrazivosti v co největším frekvenčním rozsahu. V porovnání s bezdozvukovými a polobeždozvukovými komorami mají menší pořizovací náklady. [23]

- **Běžné místnosti**

V praxi je nejčastěji prováděno měření v místnostech, které se svými akustickými parametry pohybují na rozmezí dozvukových a bezdozvukových komor. V těchto prostorách

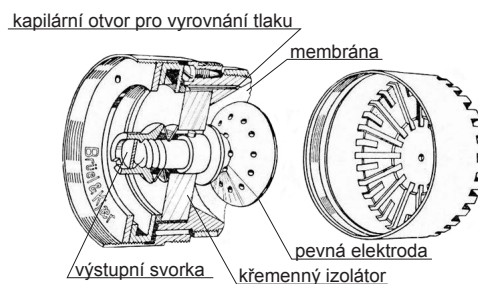


probíhají měření, která zjišťují životní nebo pracovní podmínky. V případě, že je nutné měřit konkrétní zdroj hluku, je poměrně obtížné zvolit správnou polohu měřícího zařízení. Měření v blízkosti zdroje může zásadně změnit výsledky měření. Vzdálenost mezi zdrojem hluku a mikrofonem by neměla být menší než délka vlny složky s nejnižším kmitočtem a také by měla být větší než dvojnásobek vzdálenosti rozměru zdroje hluku. Zásady platí pro případ měření akustického tlaku mikrofonem. [23]

#### 4.2.2 Měřící přístroje

- **Mikrofony**

Zařízení, která převádí malé výchylky akustického tlaku plynného prostředí na elektrický signál. Rozlišuje se celá řada mikrofonů, které se liší svými vlastnostmi a použitím: magnetoelektrický, uhlíkový, elektretový a kondenzátorový. Pro akustická měření je dnes nejvíce využíván kondenzátorový mikrofon. [20]



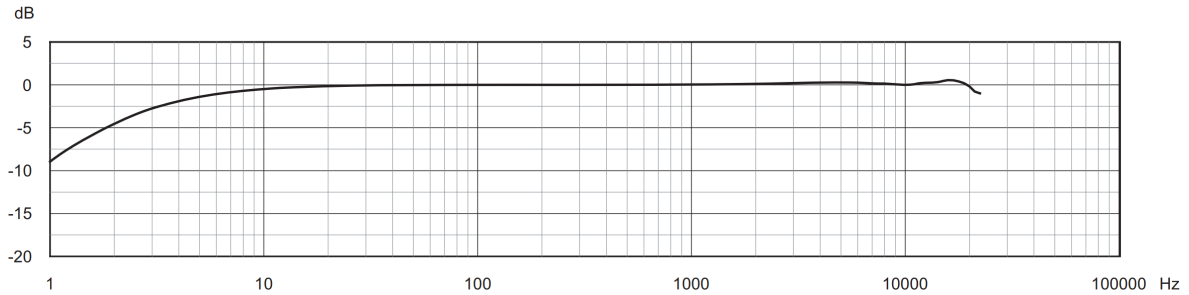
Obrázek 4.5: Konstrukce kapacitního mikrofonu [19]

Konstrukce kondenzátorového mikrofonu je uvedena na obr.4.5. Mikrofon obsahuje dvě elektrody. Jedna je umístěna uvnitř mikrofonu a je odizolována od okolí. Druhá elektroda je pružná membrána. Vzdálenost mezi elektrodami je vyplněna dielektrikem (vzduch). Dopadem akustických vln na membránu dojde k jejímu rozkmitání a změně kapacity kondenzátoru. Změny kapacity jsou pak převedeny na změny napětí. [20]

Pro udržení stálého náboje na kondenzátoru je nutné použít polarizační napětí 200 V, které je přivedeno přes zesilovač s vysokou impedancí až 2000 MΩ. Mikrofony určené pro akustická měření musí mít malé rozměry z důvodů deformace zvukového pole. Důležitým parametrem je přesně definovaná a časově stálá frekvenční charakteristika, konstantní citlivost v širokém frekvenčním pásmu a velký dynamický rozsah. Mikrofon musí být necitlivý vůči okolním změnám teploty, vlhkosti, vibracím a elektromagnetickému poli. Všechny tyto

vlastnosti splňují kondenzátorové mikrofony. [20]

Frekvenční charakteristika mikrofonu viz obr.4.6 je křivka udávající reakci mikrofonu na nízké, střední a vysoké frekvence. Frekvenční charakteristika je získána buzením mikrofonu tlakovým elektrostatickým budičem, který je umístěn naproti mikrofonu. Hodnoty v diagramu jsou vztaženy k referenční citlivosti 0 dB.



Obrázek 4.6: Frekvenční charakteristika mikrofonu od společnosti Brüel & Kjaer typu 4189

Podle druhu měření lze mikrofony rozdělit na:

– *mikrofony pro měření ve volném poli:*

Používají se pro měření signálu, který přichází z jednoho směru. Mikrofon musí být nasměrován proti známému směru dopadu signálu, měření akustického tlaku je bez ovlivnění zvukového pole samotným mikrofonem.

– *tlakové mikrofony:*

Měří akustický tlak bez jakékoli kompenzace. Použití je pro měření hladin na povrchu ploch.

– *mikrofony pro měření v difuzním poli:*

Při měření nezáleží na směru dopadu signálu. Mají kruhovou směrovou charakteristiku.

#### • Intenzitní sonda

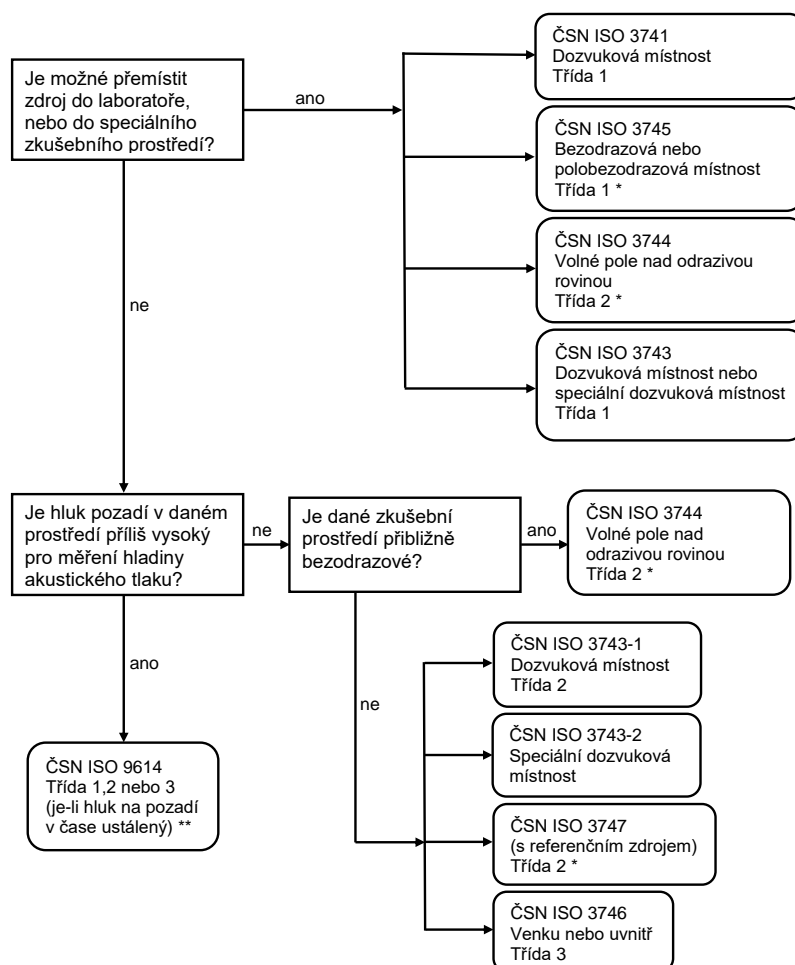
Dalším přístupem při akustickém měření je měření akustické intenzity. Intenzitní sonda se skládá z dvojice mikrofonů, které jsou natočeny čelem vůči sobě. Mezera mezi mikrofony musí být maximálně  $1/4$  vlnové délky nejvyšší měřené frekvence. Tento způsob uspořádání vykazuje lepší odezvu oproti paralelnímu nebo opačnému uspořádání. Výhodou měření akustické intenzity je oproti měření samotným mikrofonem možnost měření v blízkosti zdroje hluku. Nevýhodou je malý frekvenční rozsah a vysoké požadavky na kvalitu měřicí techniky.

### 4.2.3 Normalizované měření akustického výkonu

Normalizace akustických měření je důležitá především kvůli sjednocení jednotlivých měření a jejich porovnatelnosti. Měřený akustický tlak popisuje zdroj hluku pouze kvantitativně a je závislý na kvalitě prostředí a vzdálenosti od zdroje hluku. Řešením je měření akustického výkonu, který není spjat se vzdáleností a okolními podmínkami. Akustický výkon je možné určit měřením: [20]

- *akustického tlaku* (ČSN ISO 3740 - ČSN ISO 3746)
- *akustické intenzity* (ČSN ISO 9614)

Přesnost měření je pak určena danou normou, která uvádí požadavky na velikost zdroje, manipulovatelnost se zdrojem, jeho časovou stálost a na měřicí prostor. Podle uvedených požadavků je zvolena odpovídající metoda. Postup výběru správné metody pro daný případ je uveden na následujícím schématu. [20]



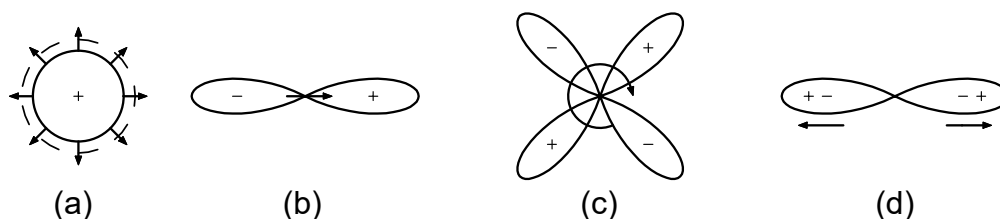
Obrázek 4.7: Schéma volby vhodné normy pro určení hladiny akustického výkonu

## 4.3 Aeroakustika

Aeroakustika se zabývá zvukem vznikajícím v turbulentním proudění a při obtékání tuhých těles. Vzhledem k nelineárnímu tvaru modelových rovnic je velmi obtížná predikce zvukového pole ovlivněného prouděním tekutin. Aerodynamicky generovaný hluk vzniká především v oblasti vysokých Reynoldsových čísel, kde v pohybových rovnicích jsou nelineární členy mnohem větší než viskózní členy. Generování zvuku je spojeno s malými výchylkami celkové energie obsažené v proudící tekutině, především při malých rychlostech ve volném prostoru. Proto jsou zavedeny aproximace, které definují zvukové pole jako malé změny proudění tekutiny. [24]

### 4.3.1 Zdroje hluku

Důležitým pojmem je zdroj hluku, který je definován jako rozdíl mezi reálným a referenčním prouděním. Základní zdroje hluku lze rozdělit na tři základní druhy: monopól, dipól a kvadrupól. [18]



Obrázek 4.8: Modely zdrojů hluku: monopól, dipól, kvadrupól

#### 4.3.1.1 Monopól

Nejjednodušším typem je monopól, který si lze představit jako pulzující kouli viz obr. 4.8(a). Monopól vyzařuje akustickou energii do všech stran rovnoměrně. Lze si ho představit jako zvuk vyzařovaný z konce potrubí, ze kterého vytéká plyn proměnnou rychlostí. [16]

#### 4.3.1.2 Dipól

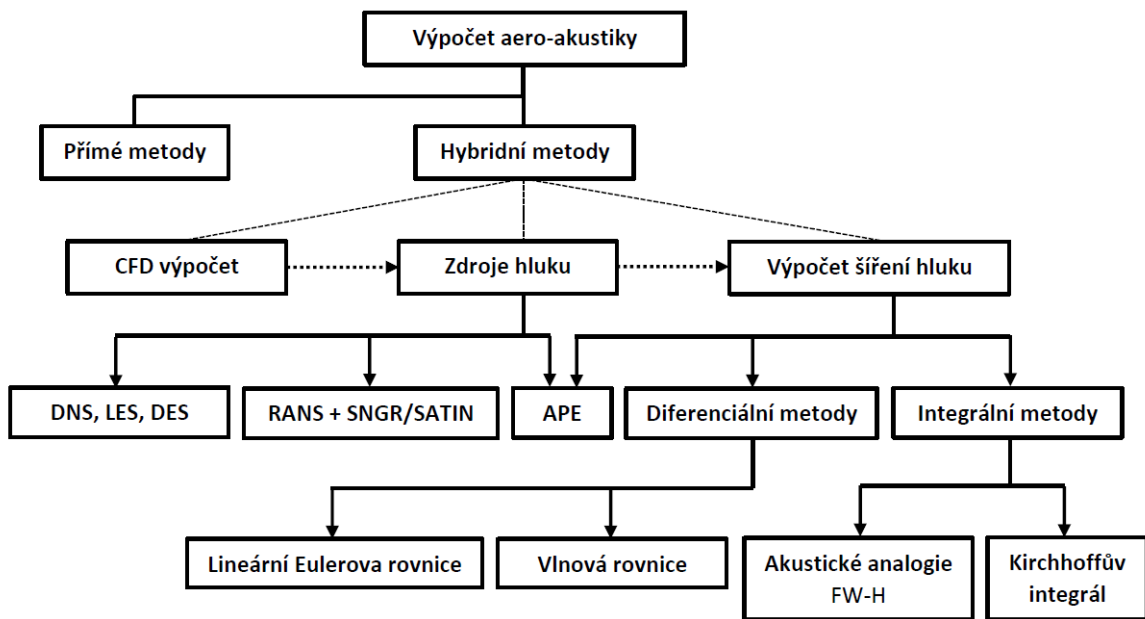
Dipólový zdroj hluku může být vytvořen ze dvou monopólů s opačnou fází, funkci dipólu si lze představit jako kouli natahovanou v jednom směru viz obr.4.8(b). Směr vyzařování akustické energie je roven  $\cos \Theta$ , kde v ose kolmé k pohybu dipólu je  $\Theta = 0$ . Dipólové zdroje hluku se nacházejí u stěn obtékaných těles. [16]

### 4.3.1.3 Kvadrupól

Kvadrupólový zdroj může být složen ze dvou dipólů, který je poté definován jako příčný kvadrupól viz obr.4.8(c). Druhým typem je podélný kvadrupól, ten je složen ze čtyř monopolů viz obr.4.8(d). Šíření akustické energie od kvadrupólového zdroje hluku může být reprezentováno koulí, která je v jednom směru stlačovaná a v druhém natahovaná. Pro longitudální kvadrupól platí vztah pro směr vyzařování  $\cos^2 \Theta$  a pro příčný kvadrupól  $\cos \Theta \sin \Theta$ . Kvadrupólové zdroje hluku se nacházejí v úplavu. [16]

## 4.4 Výpočet aerodynamického hluku

Výpočet akustiky byl poměrně dlouhou dobu založen na experimentálních měřeních a analytických výpočtech. S nástupem výkonnější počítačové techniky začíná být možnost provádět náročné numerické akustické výpočty na počítači (Computational aeroacoustics - CAA). Základní rozdělení jednotlivých metody lze vidět na následujícím schématu. [24]



Obrázek 4.9: Metody pro výpočet aerodynamicky generovaného hluku

### 4.4.1 Přímé metody

Mohou být považovány za nejpřesnější přístup v řešení úloh CAA. Řešením stlačitelných rovnic proudění je získáno proudové i akustické pole v jednom výpočtu. Výpočetní doména pak musí být dostatečně rozsáhlá, aby zahrnovala samotnou oblast proudění, ale i okolní akustické

pole. Pro dosažení podmínek volného pole jsou používány různé přístupy, například bezodrazová okrajová podmínka. Nastává zde velký rozdíl ve velikosti vytvořených vírových struktur, které musí být dostatečně dobře popsány a měřítkem velkých akustických vln generovaných v akustickém poli. V porovnání s Hybridními metodami zde je však minimalizována chyba vlivem aproximace akustického pole. Naopak zde nastává problém se zavedením chyby vlivem numerického výpočtu, kde malé výchylky akustického tlaku mohou být překryty mnohem větší chybou aerodynamických sil. [24]

Přímý výpočet je užitečným nástrojem pro pochopení mechanismů tvorby zvuku a jeho šíření, ale jeho výpočetní náročnost jej limituje na úlohy s jednoduchou geometrií a pro malá až střední Reynoldsova čísla.

#### 4.4.2 Hybridní metody

Druhá výpočetní metoda je založena na rozdělení výpočtu do dvou částí, výpočet zdrojů hluku v turbulentním proudu vzduchu a výpočet přenosu hluku do vzdáleného pole. Pomocí tohoto rozdělení je možné pro specifické úlohy vybrat nejvhodnější metodu pro výpočet proudění a přenos hluku. Řešení turbulentního proudění v blízkém okolí obtékaného tělesa sebou přináší o něco menší nároky na chybu vnesenou numerickým výpočtem, která i přes to musí být co nejmenší. [24]

Výpočet aerodynamických zdrojů pomocí CFD používá nejčastěji metody Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS), která poskytuje informace pouze o nižších frekvencích. Slouží pro porovnání dvou podobných konfigurací mezi sebou, například při optimalizace hluku generovaného profilem křídla. Mezi přesnější metody patří Large Eddy Simulations (LES), Direct numerical simulation (DNS), Detached Eddy Simulattion (DES). Dalším krokem je pak výpočet šíření hluku z výpočetní subdomény do vzdáleného pole pomocí akustických analogií. Dnes již existuje celá řada komerčních softwarů, které tento způsob výpočtu používají (PowerFLOW - Exa Corporation, Fluent - ANSYS, Star-CD - CD-Adapco). [7].

Speciálním přístupem při výpočtu šíření hluku jsou metody Stochastics Noise Generation and Radiation (SNGR). Pomocí SNGR metody je možné predikovat hluk generovaný turbulentním prouděním ze steady-state RANS simulací. Nejlepší výsledky SNGR vykazuje při vyšších Reynoldsových číslech, kde má hluk charakter širokopásmového hluku. Výsledkem je velká úspora výpočetního času. Metodu lze najít například u komerčního softwaru ACTRAN - MSC Software. [7] Další možností při výpočtu akustického pole je Acustics perturbation equation (APE), bližší popis metody je uveden na str. 297 [24].

#### 4.4.2.1 Lighthillova akustická analogie

První práce zabývající se výpočtem aerodynamicky generovaného zvuku tzv. akustické analogie byly představeny v roce 1952 a 1954 Sirem Jamesem Lighthillem. Jeho práce vychází z předpokladu, že hluk generovaný turbulentním prouděním lze charakterizovat pouze kvadrupólovým zdrojem hluku. Toto tvrzení platí za předpokladu, že do akustického pole nevstupuje jiná vnější síla, která by zapříčinila vznik monopólových nebo dipólových zdrojů hluku. Nehomogenní vlnová rovnice odvozená Lighthillem, je pak základem pro mnoho dalších akustických analogií. Odvození nehomogenní vlnové rovnice vychází ze dvou základních vztahů a to rovnice kontinuity [16]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (4.16)$$

kde  $u_i$  je vektor rychlosti,  $x_i$  je vektor polohy a  $\rho$  je hustota. Druhým vztahem je rovnice zachování hybnosti [16]

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} = 0, \quad (4.17)$$

kde  $\tau_{ij}$  je vektor smykového napětí tekutiny a  $p$  je tlak v tekutině. Po úpravách rovnice (4.16), (4.17) a jejich sečtení [16] je získán vztah pro nehomogenní vlnovou rovnici [16]

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}, \quad (4.18)$$

kde  $c_0$  je rychlost šíření zvuku a  $T_{ij}$  je Lighthillův turbulentní napět'ový tenzor, který je definován vztahem [12]

$$T_{ij} = \rho u_i u_j - \tau_{ij} + (p - c_0^2 \rho) \delta_{ij}. \quad (4.19)$$

Šíření akustických vln od zdroje hluku je popsáno pravou stranou nehomogenní vlnové rovnice (4.18). Pro její řešení je nutné znát vlastnosti tohoto zdroje. Pokud je pravá strana rovna nule, nevyskytuje se v oblasti žádné turbulentní proudění. Řešení vlnové rovnice (4.18) lze zjednodušit za předpokladu malých Machových čísel. Poté lze Lighthillův turbulentní napět'ový tenzor aproximovat ve tvaru (4.20) s řádem chyby úměrné druhé mocnině Machova čísla. [12]

$$T_{ij} \approx \rho_0 u_i u_j \quad (4.20)$$

Rovnice pro akustický tlak je vypočtena z nehomogenní vlnové rovnice (4.18) ve tvaru [17]

$$p(\vec{x}, t) = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{T_{ij} \left( \vec{y}, t - \frac{|\vec{x} - \vec{y}|}{c_0} \right)}{4\pi |\vec{x} - \vec{y}|} d^3 \vec{y}, \quad (4.21)$$

kde  $\vec{y}$  je definován jak vektor polohy zdroje a  $\vec{x}$  představuje vektor polohy pozorovatele. Vzdálenost mezi pozorovatelem a zdrojem je pak vyjádřena ve tvaru  $|\vec{x} - \vec{y}|$  [17].

#### 4.4.2.2 Ffowcs Williams - Hawking akustická analogie

Lighthillova akustická analogie uvažuje pouze generování hluku v úplavu. Mnoho úloh vyšetřování akustického pole proudící tekutiny obsahuje i zdroje zvuku vznikajícího interakcí proudu tekutiny se stěnou, případně pohybujícím se tělesem v tekutině. Vliv pevné stěny byl zaveden v roce 1955 tzv. Curleovou akustickou analogii [6]. Nejpoužívanější podobou je Ffowcs Williams - Hawking akustická analogie (FW-H) z roku 1968, která zavádí do vztahu vliv pohybujících se stěn. Dnes patří k nejpoužívanějším metodám při výpočtu akustického pole rotujících částí strojů (turbíny, proudové motory, letecké vrtule, ventilátory). V této diplomové práci je použita pro výpočet hluku generovaného axiálním ventilátorem. Implementace této akustické analogie do LBM je blíže popsána v [3].

Metoda spočívá v rozdělení neohrazeného objemu na oblasti pomocí matematických ploch, které odpovídají skutečným povrchům. Pohyb vymezeného vnitřního objemu je stejný jako reálný pohyb. Vnitřní tok objemem může být libovolně určen. Pohyb vnitřního objemu se předpokládá dostatečně jednoduchý a neshoduje se s prouděním ve vnějším objemu. Hluk je generován na hranici mezi vnitřním a vnějším objemem, kde se objemové a setrvačné síly snaží zachovat tuto diskontinuitu.

Pro tekutinu ve vnitřním objemu platí, že je v klidovém stavu s hustotou  $\rho_0$  a tlakem  $p_0$ , hodnoty tlaku a hustoty odpovídají klidovému stavu reálné tekutiny. Napět'ový tenzor  $P_{ij}$  je definován jako rozdíl mezi tenzorem napětí  $\tau_{ij}$  a jeho střední hodnotou  $p_0 \delta_{ij}$ . Hodnota napět'ového tenzoru pro vnitřní objem  $P_{ij} = 0$ . Další předpokladem je, že matematický povrch  $S$  rozdělující objem na dvě části je nepropustný z toho vyplývá, že rychlost na povrchu  $u_n = v_n$ , kde  $n$  odpovídá normále směřujícího od vnitřního k vnějšmu objemu. Pro povrch  $S$  platí, že funkce  $f = 0$  u vnitřního objemu je  $f < 0$  a u vnějšního objemu  $f > 0$ . Poté lze zapsat rovnici kontinuity ve tvaru [25]

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} u_i)}{\partial x_i} = \rho_0 v_i \delta(f) \frac{\partial f}{\partial x_i}, \quad (4.22)$$



kde  $\delta(f)$  má význam jednorozměrné delta funkce, která nabývá v objemu nulových hodnot kromě oblasti  $f = 0$ . Druhým vztahem je rovnice hybnosti zapsaná ve tvaru

$$\frac{\partial(\overline{\rho u_i})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_i u_j} + \overline{P_{ij}}) = P_{ij} \delta(f) \frac{\partial f}{\partial x_j}. \quad (4.23)$$

Sečtením rovnice kontinuity 4.22 a hybnosti 4.23 je získána nehomogenní vlnová rovnice

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} \right) (\overline{\rho} - \rho_0) = \frac{\partial^2 \overline{T_{ij}}}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left( P_{ij} \delta(f) \frac{\partial f}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial t} \left( \rho_0 v_i \delta(f) \frac{\partial f}{\partial x_i} \right). \quad (4.24)$$

Pravá strana rovnice obsahuje všechny tři zdroje hluku. Prvním je kvadrupólový zdroj hluk generovaný turbulentním prouděním o síle  $T_{ij}$ . Vztah pro výpočet Lighthillova tenzoru napětí  $T_{ij}$  je uveden v předchozí kapitole 4.19. Druhý člen vyjadřuje dipólový zdroj hluku o síle  $P_{ij} n_j$  generovaný fluktuací tlaku na ploše. Posledním je monopólový zdroj hluku o síle  $\rho_0 v_i$ , který zohledňuje pohyb plochy. Pro vyjádření akustického tlaku lze rovnici převést do integrálního tvaru [17]

$$p(\vec{x}, t) = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{T_{ij}(\vec{y}, t - \frac{|\vec{x} - \vec{y}|}{c_0})}{4\pi |\vec{x} - \vec{y}|} d^3\vec{y} - \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{P_{ij} n_j(\vec{y}, t - \frac{|\vec{x} - \vec{y}|}{c_0})}{4\pi |\vec{x} - \vec{y}|} dS \vec{y} \quad (4.25)$$

$$+ \frac{\partial}{\partial t} \int_S \frac{\rho \vec{u}(\vec{y}, t - \frac{|\vec{x} - \vec{y}|}{c_0}) \cdot \vec{n}}{4\pi |\vec{x} - \vec{y}|} dS \vec{y}$$

Porovnání významnosti jednotlivých zdrojů z hlediska akustické intenzity je zobrazeno v tabulce 4.3, kde byla provedena rozměrová analýza členů rovnice 4.25 [17] str. 178-180. Zde je provedena aproximace pro člen  $\partial/\partial x_i$  pomocí  $1/\lambda$ , kde  $\lambda = cD/U = M/D$ , parciální derivace podle času  $\partial/\partial x_i$  je nahrazena  $U/D$ . Zde je  $D$  definováno jako charakteristický rozměr zdroje hluku a  $U$  jako rychlost proudění. Pro malá Machova čísla  $Ma$  platí  $\lambda \gg D$ . Dále pro objemový integrál je nahrazen  $D^3$  a plošný  $D^2$ . Lighthillův tenzor napětí je aproximován ve tvaru  $\rho U^2$ . Akustická intenzita byla vypočtena ze vzorce  $I = p(\vec{x}, t)/(\rho c)_0$  [25].

zdroj hluku	akustický tlak $p(\vec{x}, t)$	intenzita zdroje hluku $I_r$
<b>Kvadrupól</b>	$\frac{D\rho}{4/\pi r} M^2 U^2$	$\frac{\rho^2 D^2}{16\pi^2 r^2 \rho_0 c_0} M^4 U^4$
<b>Dipól</b>	$\frac{D\rho}{4/\pi r} M U^2$	$\frac{\rho^2 D^2}{16\pi^2 r^2 \rho_0 c_0} M^2 U^4$
<b>Monopól</b>	$\frac{D\rho}{4/\pi r} U^2$	$\frac{\rho^2 D^2}{16\pi^2 r^2 \rho_0 c_0} U^4$

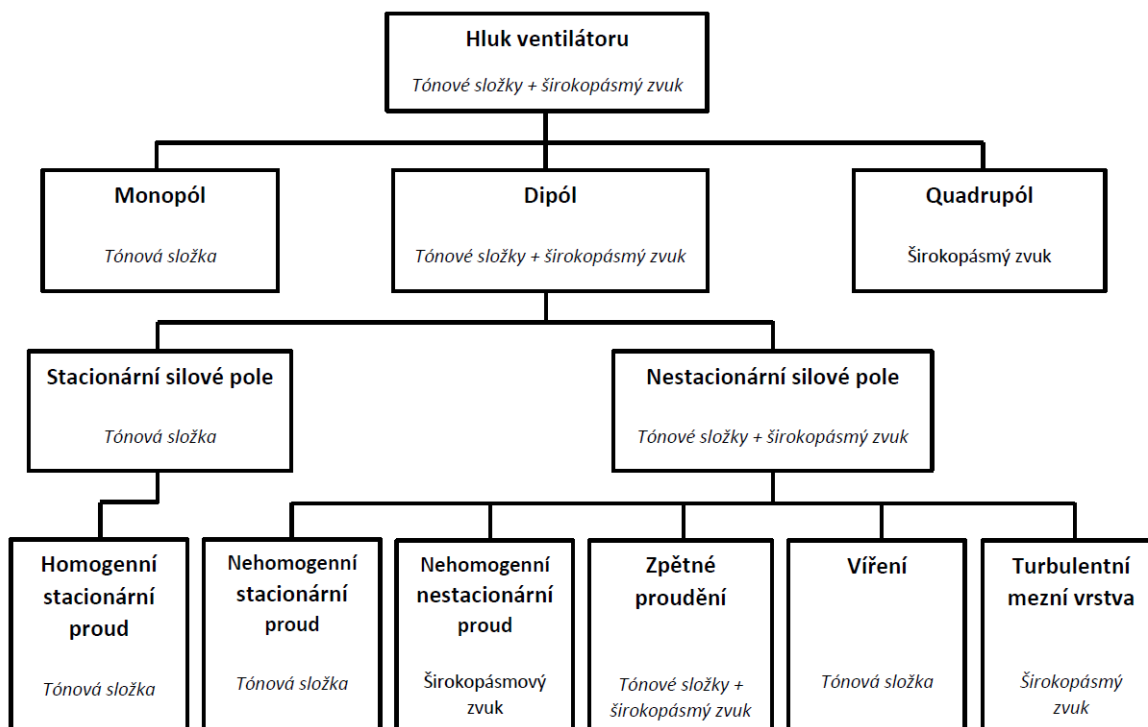
Tabulka 4.3: Rozměrová analýza pro jednotlivé zdroje hluku z FW-H akustické analogie [25]

Z tabulky vyplývá, že pro malá Machova čísla má největší podíl na celkovém hluku monopólový a dipólový zdroj. U ventilátoru lze považovat za dominantní dipólový zdroj hluku.

## 4.5 Hluk axiálních ventilátorů

Řešení hluku generovaného axiálním ventilátorem je možné z trojrozměrné vlnové rovnice, která musí zahrnovat turbulentní proudění v okolí ventilátoru a okrajové podmínky výpočetní domény. Z tohoto důvodu je výpočet akustického pole v okolí ventilátoru velmi náročný. Zjednodušení této úlohy spočívá v rozdělení akustického pole na jednotlivé akustické zdroje (monopól, dipól, kvadrupól). Superpozicí jednotlivých zdrojů je získáno zpět celé akustické pole.

Spektrum axiálního ventilátoru se skládá ze dvou hlavních složek, aerodynamicky generovaný širokopásmový zvuk a tónové složky zvuku. Základní rozdělení zdrojů hluku axiálního ventilátoru podle Neise [15] je uvedeno na následujícím diagramu.



Obrázek 4.10: Rozdělení mechanismů tvorby hluku u axiálních ventilátorů [15]

Monopólový zdroj hluku vzniká vlivem prorážení vzduchu lopatkou ventilátoru, posunem objemu vzduchu a tím vytváří poruchy v proudovém poli. Celkový hluk generovaný ventilátorem je monopólovým zdrojem hluku významně ovlivňován až v případě, že rychlost konce lopatek přesáhne Machovo číslo 0,5.

Dipólový zdroj nebo také hluk nabíhajícího proudu vzduchu generuje širokopásmový zvuk s tónovými složkami. Hluk je generován působením sil od lopatky na proudící vzduch. Jedná se o dominantní zdroj hluku pro ventilátory s nízkými až středními otáčkami.

Vytvoření dipólového zdroje hluku může být způsobeno stacionárním nebo nestacionárním silovým polem. U stacionárního silového pole může pozorovatel v definované vzdálenosti zachytit periodické kolísání tlaku, které odpovídá frekvenci procházejících lopatek (blade passing frequency) a jejích harmonických násobků. Frekvence procházejících lopatek je odvislá od počtu lopatek ventilátoru a úhlové rychlosti. [13]

Další variantou proudového pole je stacionární, ale nehomogenní proudové pole, které vznikne např. přidáním překážky na vtokovou stranu ventilátoru nebo asymetrií přívodu vzduchu do ventilátoru. Turbulentní proudění vytvořené překážkou má periodický charakter. Výsledné spektrum obsahuje tónové složky frekvence procházejících lopatek a jeho harmonických násobků. Pokud je proudové pole nehomogenní a nestacionární, výsledné spektrum se změní na širokopásmé.

Další kategorií jsou hluky vznikající při obtékání těles, nejčastěji odtrháváním vírů za lopatkou ventilátoru nebo obtékaným tělesem. Generovaný hluk je pak širokopásmý, protože samotné odtrhávání je náhodné. Akustický výkon generovaný při obtékání těles je pak úměrný šesté mocnině náběhové rychlosti. [18] Z těchto důvodů je nejzajímavější částí z hlediska generování hluku konec lopatky a oblast mezi koncem lopatky a aerodynamickým obalem. Proud vzduchu je nucený proudit mezerou mezi stranou s vysokým a nízkým tlakem na konci lopatky. Mezera mezi koncem lopatky a aerodynamickým obalem má velký vliv na aerodynamické a akustické vlastnosti ventilátoru.

Kvadrupólové zdroje hluku jsou generovány kolísáním smykového napětí v úplavu za ventilátorem. Z hlediska celkového hluku ventilátoru začínají být důležité až od rychlosti na konci lopatek větší než je Machovo číslo 0,8. [13]

Redukce hluku ventilátoru je možná:

- Snížením otáček ventilátoru při zachování stejného průtoku (nízký dopravní tlak  $\Delta p$ ).
- Zmenšením mezery mezi lopatkou a aerodynamickým obalem (mezera by neměla být větší než 0,25% průměru ventilátoru).
- Usměrnění a vyrovnání vzduchu na vtokové části ventilátoru
- Připojením tzv. bočního rezonátoru, který snižuje frekvenci procházejících lopatek a její harmonické násobky.
- Použití aktivních prvků útlumu hluku

## 5. Hluk axiálního ventilátoru

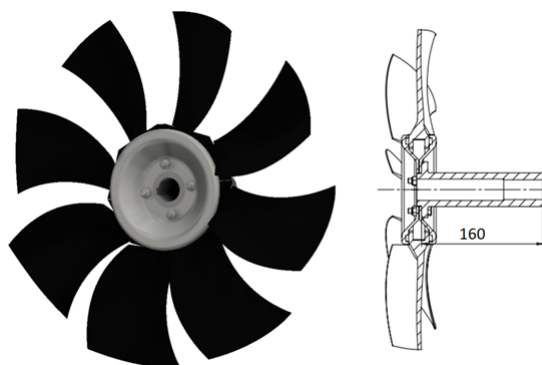
První část této kapitoly je věnována měření hluku ventilátoru v polobezdovukové komoře. Při měření byl zkoumán vliv polohy v aerodynamickém obalu a umístění překážky na generovaný hluk ventilátoru. Druhá část je věnována numerickému výpočtu hluku ventilátoru, analýze výsledků a jejich porovnání s naměřenými daty.

### 5.1 Experimentální analýza hluku axiálního ventilátoru

Proběhlo celkem 12 měření. Pro každou konfiguraci byla měřena řádová a frekvenční analýza, kde byl nastaven rozběh ventilátoru z  $400 \text{ ot/min}$  na  $2600 \text{ ot/min}$ . Zde byl zkoumán vliv otáček ventilátoru na vlastní frekvenci ventilátoru a chování aerodynamického hluku. Druhým typem experimentu bylo měření při konstantních otáčkách, které byly nastaveny na hodnotu  $2455 \text{ ot/min}$ . Tento typ měření slouží pro porovnání celkových hladin akustického výkonu v jednotlivých režimech a pro validaci dat z numerického výpočtu.

#### 5.1.1 Návrh měřící konstrukce

Pro měření byl vybrán axiální ventilátor od společnosti Multiwing viz obr. 5.1. Základní parametry ventilátoru jsou uvedeny v tabulce 5.1.



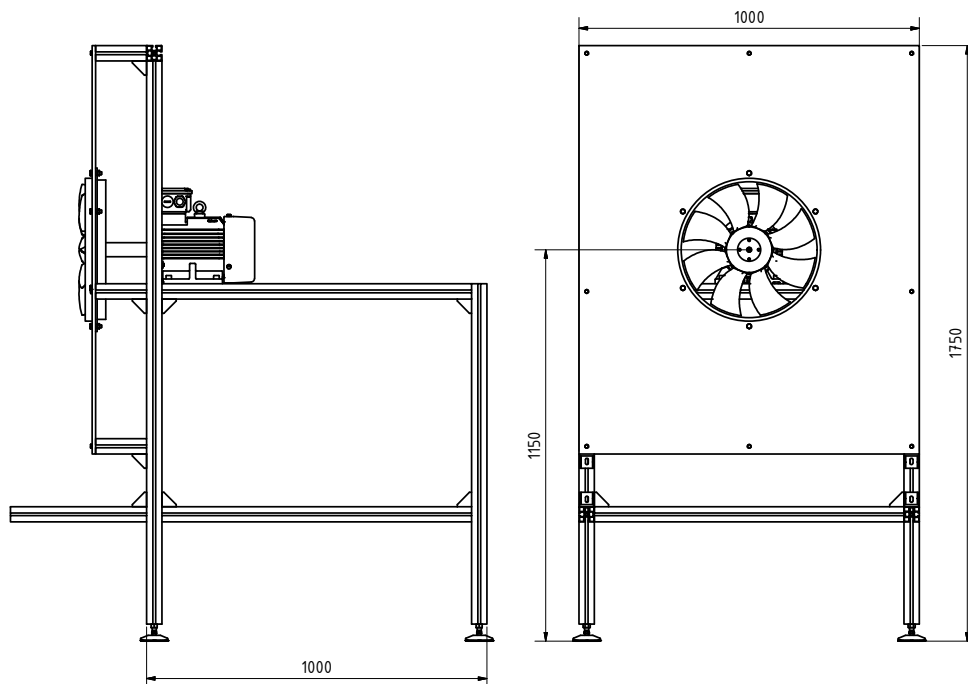
Obrázek 5.1: Ventilátor od společnosti Multiwing

Průměr ventilátoru - $D_v$	390 mm
Průměr "habu" - $D_h$	134 mm
Úhel natočení lopatek - $\alpha$	35°
"Tip clearance" - $l_t$	5 mm
Počet lopatek - $b$	8

Tabulka 5.1: Geometrické parametry ventilátoru

Ventilátor byl poháněn elektromotorem o výkonu 2,2kW a maximálních otáčkách 2880 ot/min. Pro co nejmenší vliv samotné konstrukce na tok přes ventilátor byla vytvořena příruba, která umožnila prodloužení vzdálenosti mezi elektromotorem a ventilátorem na 160 mm. Ventilátor byl umístěn do symetrického aerodynamického obalu, který usměrňuje tok vzduchu od ventilátoru. Důležitým parametrem je vzdálenost od konce lopatky ventilátoru k aerodynamickému obalu. Mezera mezi lopatkou a aerodynamickým obalem byla zvolena  $l_t = 5 \text{ mm}$ . Hloubka aerodynamického obalu odpovídá šířce ventilátoru, tzn.  $H = 60 \text{ mm}$ . Aerodynamický obal byl vytisknut na 3D tiskárně a vnitřní válcové plochy byly zbroušeny, aby bylo dosaženo co nejlepší kvality povrchu.

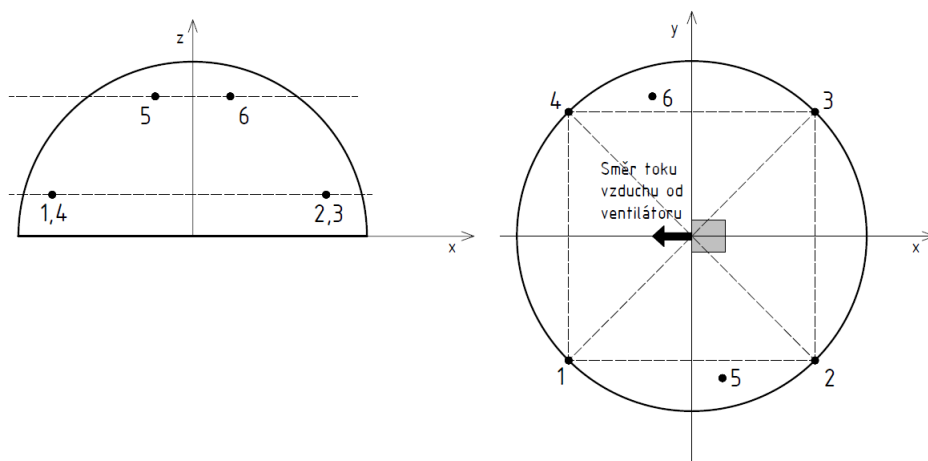
Oddělení vtokové a výtokové části ventilátoru je zajištěno dřevěnou deskou o tloušťce 20 mm. Nosná část konstrukce byla sestavena z alutec profilů. Základními požadavky na konstrukci byla celková tuhost a stabilita konstrukce. Rozměry konstrukce a ventilátor byly voleny s ohledem na parametry ventilátorů používané pro chlazení bagrů.



Obrázek 5.2: Měřicí konstrukce

### 5.1.2 Nastavení experimentu

Měření bylo provedeno v polobeždozvukové komoře společnosti Bobcat v Dobříši, která splňuje normalizovaná měření podle norem ČSN ISO 3744, 3745, 9616-1, 9616-2. V komoře je umístěno 6 mikrofonů na kulové ploše o poloměru 10 m čtyři ve spodní části a dva nad měřenou konstrukcí viz. obr.5.3. Souřadnice mikrofonů jsou zapsány v tabulce 5.2.



Obrázek 5.3: Schéma rozmístění mikrofonů

Mikrofon č.	x [m]	y [m]	z [m]
1	-7,1	-7,1	1,5
2	7,1	-7,1	1,5
3	7,1	7,1	1,5
4	-7,1	7,1	1,5
5	2,7	-6,5	1,5
6	-2,7	6,5	1,5

Tabulka 5.2: Souřadnice polohy mikrofonů

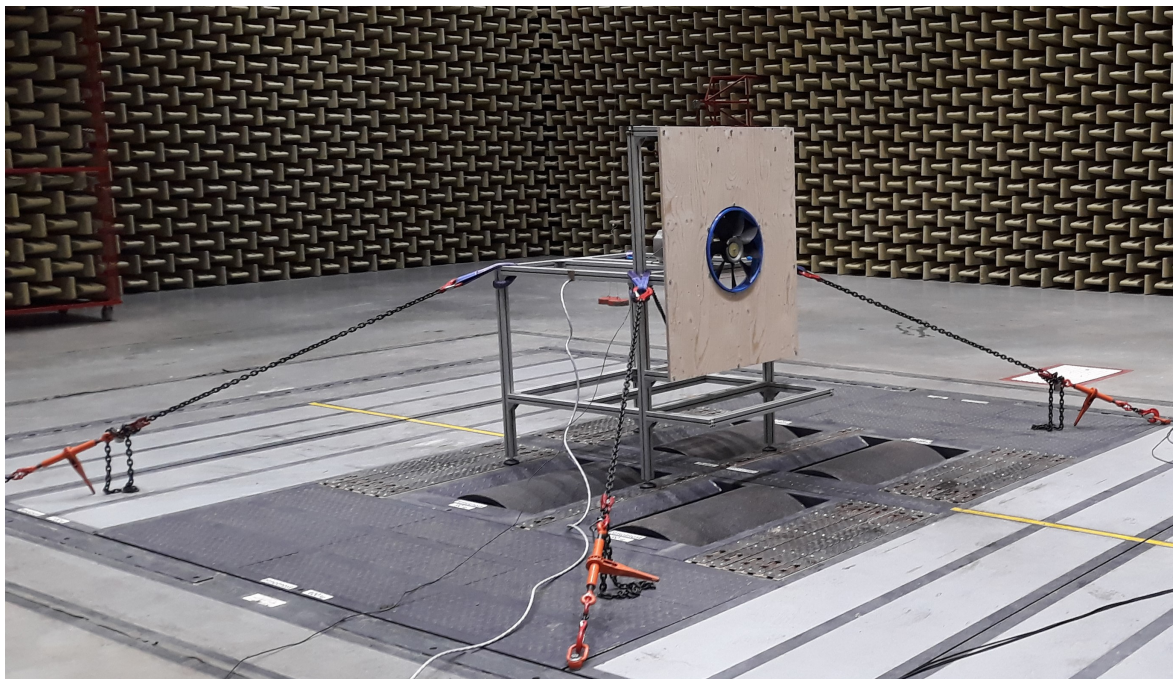
Měření akustického tlaku bylo provedeno šesti kondenzátorovými mikrofony od společnosti Brüel & Kjaer. Měření probíhalo ve frekvenčním rozsahu 10 Hz - 20 kHz. Vzorkovací frekvence byla nastavena na 50 kHz. Před samotným měřením byla provedena kalibrace všech mikrofonů a odečet hluku na pozadí bez zapnutého ventilátoru. Ten byl odečten od následujících měření. Při experimentu byla naměřena okolní teplota 18 °C a vlhkost vzduchu 65%.

Regulace otáček elektromotoru byla zajištěna pomocí frekvenčního měniče. Rozvodná skříň s měničem byla umístěna v řídicí místnosti. Pro přesný odečet otáček elektromotoru byla použita tacho sonda. Výstupy z tacho sondy a z mikrofonů byly svedeny do jedné měřicí ústředny od společnosti DEWESoft. Signál byl zaznamenáván v programu DEWESoftX2.

Seznam měřících zařízení:

- Mikrofon - Brüel & Kjaer typu 4189-A-021 SN. 2967552 - 2967557
  - Vyhovující IEC 61672 třídě 1
  - dynamický rozsah mikrofону 14,6 *dB* - 146 *dB*
  - frekvenční rozsah mikrofону 6,3 *Hz* - 20 *kHz*
- Frekvenční měnič - ACS150-03E-08A8-4
- Tacho sonda - DS-TACHO2
- Měřící ústředna - DS Sirius SN. BECR 1055 029

Při měření byla konstrukce předpnuta řetězy k podlaze z důvodů zlepšení tuhosti a zajištění polohy konstrukce. Na obr.5.4 lze vidět umístění konstrukce v polobezdozvukové komoře.

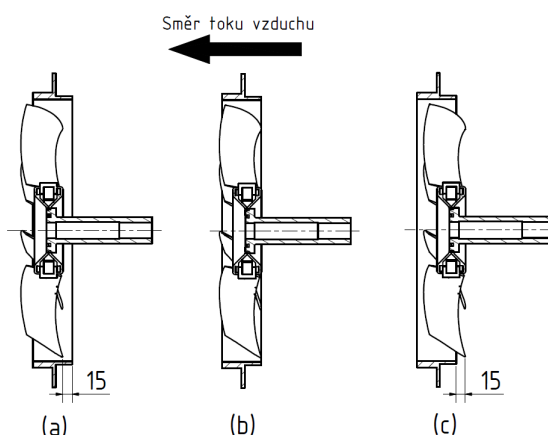


Obrázek 5.4: Umístění konstrukce v polobezdozvukové komoře

### 5.1.3 Vliv polohy ventilátoru v aerodynamickém obalu na generovaný hluk

Pro zjištění vlivu polohy ventilátoru v aerodynamickém obalu na generovaný hluk byly provedeny měření ve třech polohách. Schéma umístění ventilátoru lze vidět na obr.5.5.

- (a) vysunutí ventilátoru o 25% šířky ventilátoru ve směru proudícího vzduchu
- (b) zarovnání ventilátoru do aerodynamického obalu
- (c) vysunutí ventilátoru o 25% šířky ventilátoru proti směru proudícího vzduchu



Obrázek 5.5: Vliv polohy ventilátoru v aerodynamickém obalu na generovaný hluk (schéma)

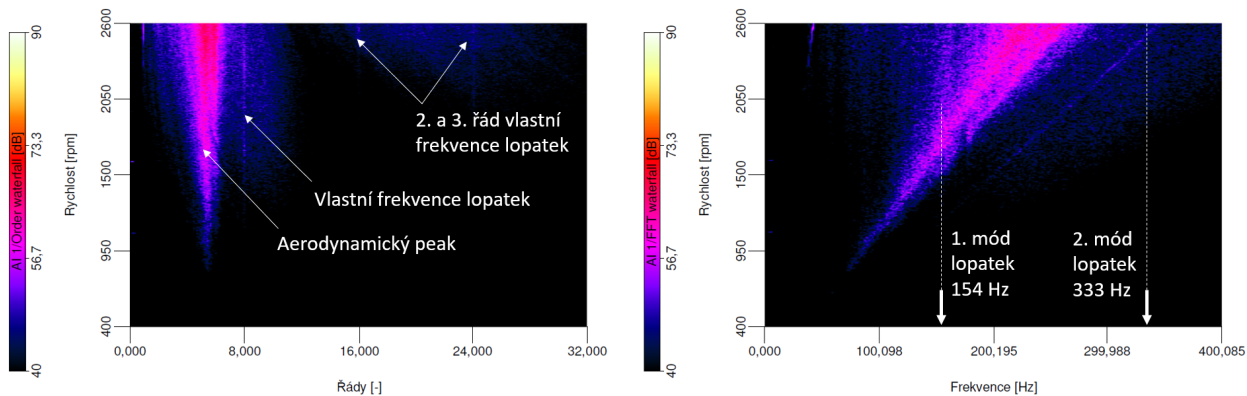
První sadou měření byl náběh ventilátoru z 400 *ot/min* na 2600 *ot/min* a zpracování výsledků do frekvenčních a řádových spekter. Pro řádovou analýzu jsou na x-ové ose vyneseny řády, které jsou bezrozměrné. Jeden řád je pak fixním násobkem základní frekvence stroje. Pro ventilátor je to násobek frekvence průchodu lopatek ventilátoru. Na y-ové ose je rozmezí měřených otáček ventilátoru. Osa z určuje hladinu akustického tlaku  $L_p$ . Frekvenční analýza se poté liší pouze v x-ové ose na které jsou vyneseny frekvence.

Na obr.5.6 vlevo je uveden příklad řádové analýzy pro polohu ventilátoru zarovnaného v aerodynamickém obalu. Svislé čáry v grafu značí frekvence, které nejsou závislé na otáčkách ventilátoru. Očekávanou frekvencí pro každý ventilátor je frekvence procházejících lopatek, která je vypočtena ze vzorce

$$f_L = \frac{N \cdot b}{60} = \frac{2455 \cdot 8}{60} = 327,3 \text{ Hz}. \quad (5.1)$$

Po převedení na řády je zobrazena svislou čarou na osmém řádu. V grafu však není téměř viditelná. Naopak je zde dominantní oblast v okolí šestého řádu, která se s rostoucími otáčkami rozšiřuje. Jedná se o oblast generovanou turbulentními víry vstupujícími do ventilátoru, které



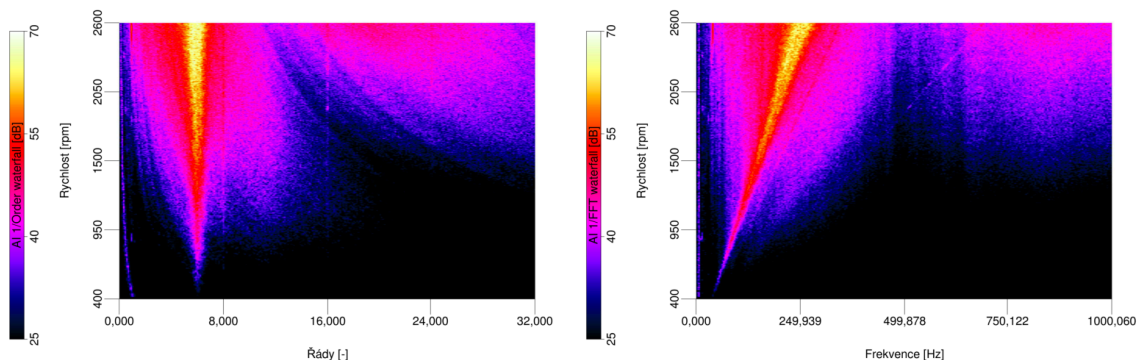


Obrázek 5.6: Řádová a frekvenční analýza (Poloha a)

jsou zároveň unášeny s lopatkami. Interakce mezi lopatkou a vírem dochází s menší frekvencí než je u frekvence procházejících lopatek. Generování této frekvence bude blíže analyzováno v další kapitole zabývající se numerickým výpočtem aeroakustiky. Dále ve spektru lze vidět druhý a třetí řád frekvence procházejících lopatek, které se nacházejí na šestnáctém a dvacátém čtvrtém řádu. Druhým grafem používaným pro analýzu hluku je frekvenční charakteristika, která je uvedena na obr.5.6 vpravo. Zde jsou vlastní frekvence zobrazeny šikmými čarami. Svislými pruhy jsou zde zobrazeny jednotlivé módy lopatek, které představují vlastní frekvence ventilátoru, při kterých lopatka má vlastní tvary kmitu: podélné nebo příčné. Pro daný ventilátor jsou vlastní frekvence lopatek  $154\text{ Hz}$  a  $333\text{ Hz}$ .

(a) **vysunutí ventilátoru o 25% šířky ventilátoru ve směru proudícího vzduchu**

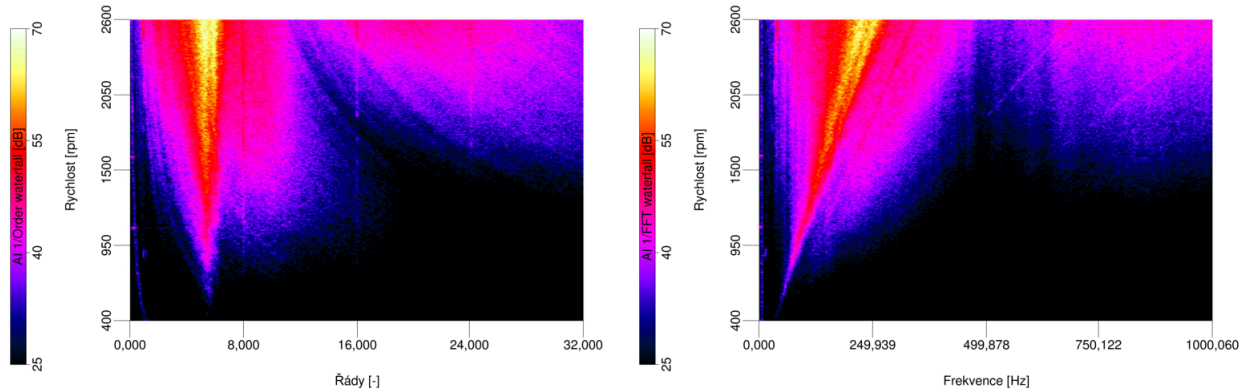
Frekvence procházejících lopatek není v grafu patrná a je překryta aerodynamicky generovaným hlukem. Oproti následujícím variantám je oblast aerodynamicky generovaného hluku posunutá mírně do nižších řádů a dosahuje vyšší střední hodnoty než pro variantu vysunutí ventilátoru o 25% šířky ventilátoru proti směru proudícího vzduchu.



Obrázek 5.7: Řádová a frekvenční analýza pro vysunutí ventilátoru o 25% šířky ventilátoru ve směru proudícího vzduchu

**(b) zarovnání ventilátoru do aerodynamického obalu**

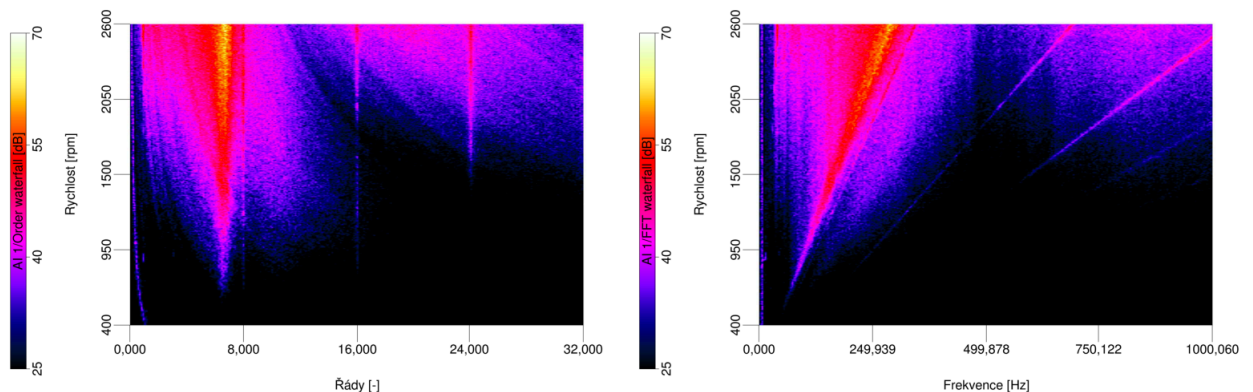
Frekvence procházejících lopatek je opět překryta aerodynamicky generovaným hlukem. Oproti předchozí poloze je zde viditelný druhý i třetí řád frekvence procházejících lopatek. Z uvedených variant je zde nejširší oblast aerodynamicky generovaného hluku, s nejvyšší střední hodnotou.



Obrázek 5.8: Řádová a frekvenční analýza pro zarovnání ventilátoru do aerodynamického obalu

**(c) vysunutí ventilátoru o 25% šířky ventilátoru proti směru proudícího vzduchu**

Dochází zde k výraznému snížení hladiny akustického tlaku v oblasti aerodynamicky generovaného hluku. Zároveň ke zúžení a posunutí oblasti mírně do vyšších řádů. Naopak zde dochází k zvýšení hladiny akustického tlaku v oblasti frekvence procházejících lopatek a jejího druhého a třetího řádu.

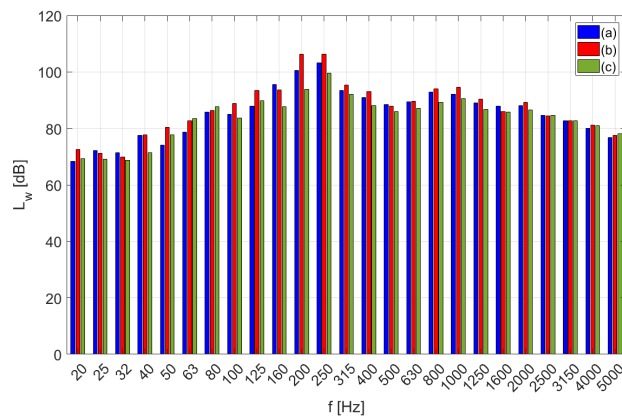


Obrázek 5.9: Řádová a frekvenční analýza pro vysunutí ventilátoru o 25% šířky ventilátoru proti směru proudícího vzduchu

Z výsledků měření vyplývá, že při vysunutí náběžné hrany lopatek ventilátoru (poloha c) dochází k zásadnímu snížení hladiny akustického tlaku v oblasti aerodynamicky generovaného hluku.

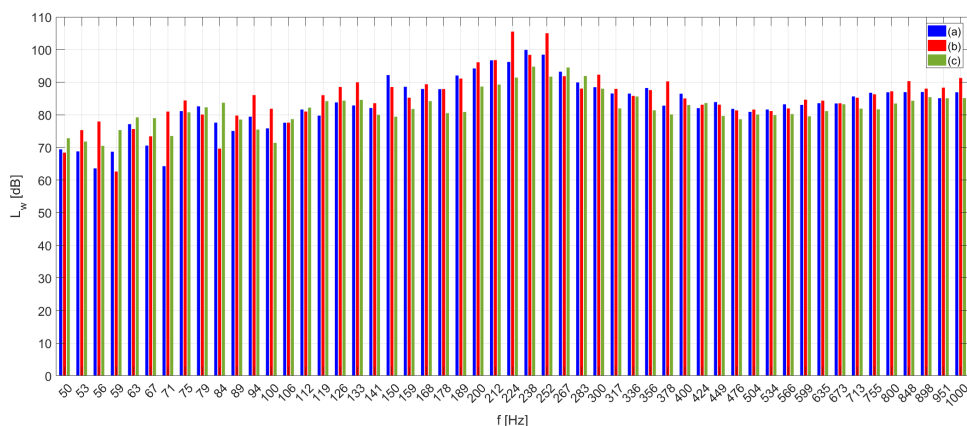
Zároveň hladina akustického tlaku v této oblasti dosahuje maximálních hodnot při zarovnání ventilátoru do aerodynamického obalu (poloha b). Hladina akustického tlaku v oblasti frekvence procházejících lopatek je nejvyšší pro vysunutí náběžné hrany lopatek ventilátoru (poloha c).

Druhá sada měření byla při konstantních otáčkách ventilátoru, které byly nastaveny na hodnotu  $2455 \text{ ot/min}$ . Zde byla porovnávána hladina akustického výkonu v jednotlivých polohách. Porovnání výsledků pomocí průměrné hladiny akustického výkonu ze všech mikrofonů v třetinooktávním pásmu a dvanáctinooktávním pásmu. Výsledky byly zpracovány v programu MATLAB.



Obrázek 5.10: Třetinooktávné spektrum hladiny akustického výkonu v rozsahu frekvencí  $20 \text{ Hz}$  a  $5000 \text{ Hz}$  pro polohy a, b a c

Třetinooktávné spektrum na obr.5.10 zobrazuje hladinu akustického tlaku v rozsahu  $20 \text{ Hz}$  na  $5000 \text{ Hz}$ . Ze spektra je patrný nárůst hladiny akustického tlaku pro polohu b v pásmu  $200 \text{ Hz}$  a  $250 \text{ Hz}$ , kde se nachází oblast aerodynamicky generovaného hluku. Vlastní frekvence lopatek zde není viditelná.



Obrázek 5.11: Dvanáctinooktávné spektrum hladiny akustického výkonu v rozsahu frekvencí  $50 \text{ Hz}$  a  $1000 \text{ Hz}$  pro polohy a, b a c

Pro podrobnější popis spektra je použito dvanáctinooktávové spektrum na obr.5.11, kde je vynesena závislost hladiny akustického tlaku v rozsahu frekvencí 50 Hz a 1000 Hz. Zde je možné vidět nárůst hladiny akustického tlaku v okolí pásma 300Hz pro polohu c a a naopak velký útlum v oblasti aerodynamicky generovaného hluku.

Poloha	a	b	c
Celkový $L_W$ [dB]	106,9	110,3	103,3

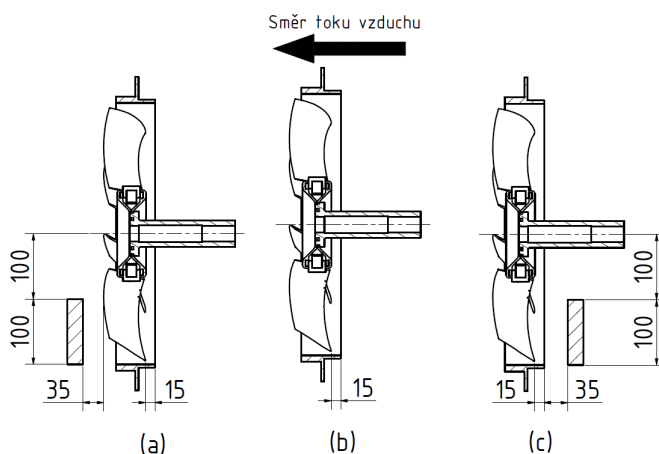
Tabulka 5.3: Porovnání celkových hladin akustického výkonu pro polohy a,b a c

Z vyhodnocení celkových hladin akustického výkonu  $L_W$  v tabulce 5.3 je zřejmé, že nejhluchnější je ventilátor v poloze, kde je zarovnán v aerodynamickém obalu (poloha b). Naopak pro vysunutí ventilátoru o 25% šířky ventilátoru proti směru proudícího vzduchu, dojde ke snížení celkové hladiny akustického výkonu.

#### 5.1.4 Vliv polohy překážky na hluk ventilátoru

Vliv překážky na hluk generovaný ventilátorem byl měřen pro tři varianty umístění překážky. Poloha ventilátoru v aerodynamickém obalu byla zafixována na vysunutí ventilátoru o 25% šířky ventilátoru po směru proudícího vzduchu.

- (a) překážka umístěná na odtokové straně ventilátoru
- (b) ventilátor bez překážky
- (c) překážka umístěná na vtokové straně ventilátoru

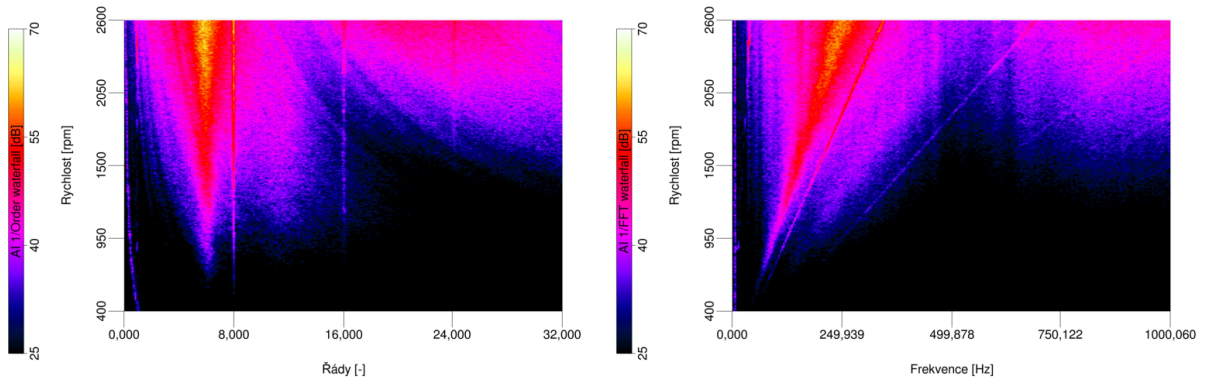


Obrázek 5.12: Vliv polohy překážky na hluk ventilátoru (schéma)

Změnou polohy překážky je především sledována frekvence procházejících lopatek, která v předešlých měřeních nebyla viditelná a byla překryta hlukem z oblasti aerodynamicky generovaného hluku. Překážka je zdrojem turbulentního proudu, kde jsou generované víry v pravidelných intervalech přesekávány lopatkami ventilátoru a tím je generována frekvence procházejících lopatek.

(a) **překážka umístěná na odtokové straně ventilátoru**

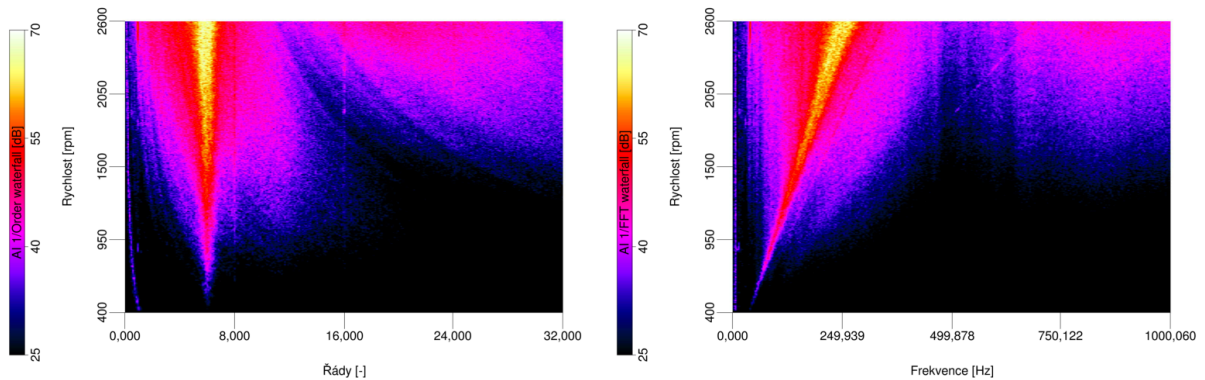
Pro umístění překážky na odtokovou stranu ventilátoru dojde k mírnému navýšení hladiny akustického tlaku v oblasti frekvence procházejících lopatek a jejího druhého a třetího řádu oproti konfigurace bez překážky. Naopak zde dochází ke snížení hladiny akustického tlaku v oblasti aerodynamicky generovaného hluku.



Obrázek 5.13: Řádová a frekvenční analýza pro překážku na odtokové straně ventilátoru

(b) **ventilátor bez překážky**

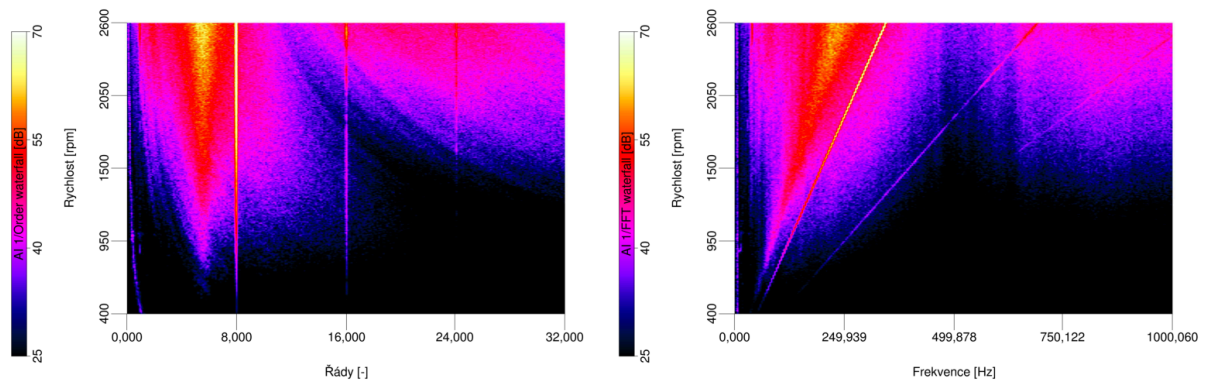
Bez překážky je dominantní oblast aerodynamicky generovaného hluku, která je oproti oběma konfiguracím s překážkou výrazně větší s vyšší hladinou akustického tlaku.



Obrázek 5.14: Řádová a frekvenční analýza pro ventilátor bez překážky

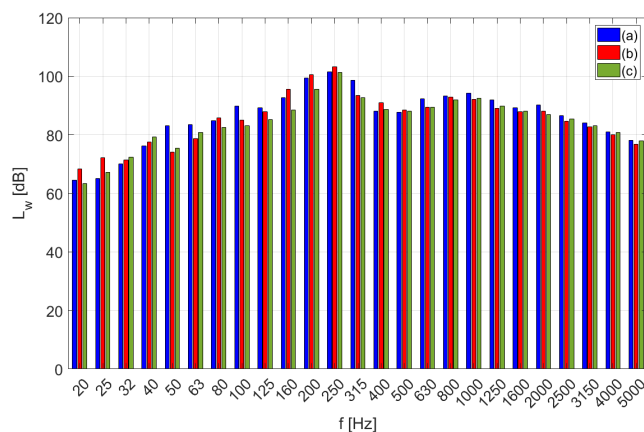
### (c) překážka umístěná na vtokové straně ventilátoru

Umístěním překážky na vtokovou stranu ventilátoru dojde k navýšení hladiny akustického tlaku v oblasti frekvence procházejících lopatek a jejího druhého a třetího řádu. V porovnání s překážkou umístěnou na odtokové straně je navýšení mnohem vyšší. Oblast aerodynamicky generovaného hluku je mírně vyšší než u překážky umístěné na odtokové straně.



Obrázek 5.15: Řádová a frekvenční analýza pro překážku na vtokové straně ventilátoru

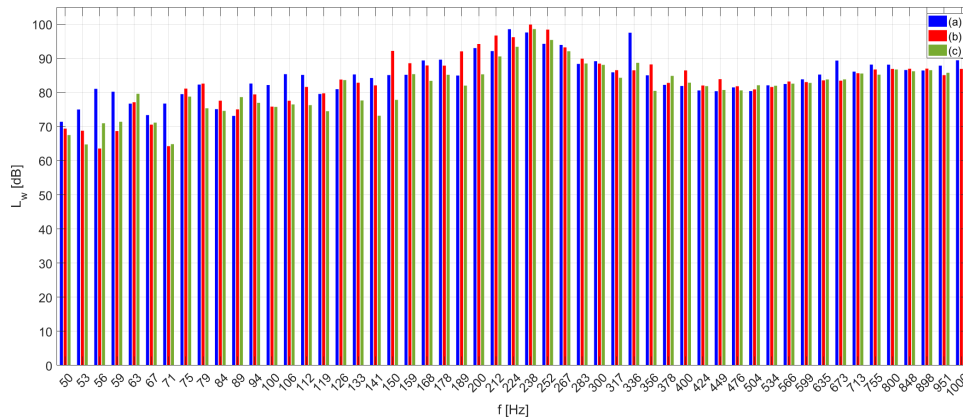
Z měření je patrný vliv překážky na generovaný hluk, kde umístěním překážky před nebo za ventilátor dojde k navýšení hluku v oblasti frekvence průchodu lopatek ventilátoru a jejího 2. a 3. řádu. Nejvyšší hladina akustického tlaku v této oblasti je pro překážku umístěnou na vtokové části ventilátoru. Víry generované překážkou jsou nasávány přímo do ventilátoru. Naopak zde dochází k poklesu hladiny akustického tlaku v oblasti aerodynamicky generovaného hluku.



Obrázek 5.16: Třetinooktávané spektrum hladiny akustického výkonu v rozsahu frekvencí 20 Hz až 5000 Hz pro umístění překážky a, b a c



Porovnání hladin akustického výkonu při konstantních otáčkách  $2455 \text{ ot/min}$  pro jednotlivá umístění překážky je zobrazeno v třetinooktávovém spektru viz. obr.5.16 a dvanáctinooktávovém spektru viz obr.5.17. Z obou spekter je patrné, že přidáním překážky došlo k navýšení hladin akustického výkonu v oblasti frekvence procházejících lopatek a jejích násobků (třetinooktávové spektrum - pásma  $315 \text{ Hz}$ ,  $630 \text{ Hz}$  a  $1250 \text{ Hz}$ , dvanáctinooktávové spektrum - pásma  $336 \text{ Hz}$ ,  $673 \text{ Hz}$ ).



Obrázek 5.17: Dvanáctinooktávové spektrum hladiny akustického výkonu v rozsahu frekvencí  $20 \text{ Hz}$  a  $5000 \text{ Hz}$  pro umístění překážky a, b a c

Celkové hladiny akustického výkonu  $L_W$  uvedené v tabulce 5.4 ukazují, že nejhlučnější variantou zůstává ventilátor bez překážky. Pro konfigurace s překážkou došlo ke zvýšení hladiny akustického výkonu v oblasti frekvence procházejících lopatek, ale také ke snížení hladiny akustického výkonu v oblasti aerodynamicky generovaného hluku. Překážka nemusí nutně zvyšovat celkový hluk generovaný ventilátorem. Z porovnání dvou konfigurací s překážkou, došlo k většímu snížení celkové hladiny akustického výkonu u překážky umístěné na výtokové straně ventilátoru.

Poloha	a	b	c
Celkový $L_W$ [dB]	104,6	106,9	106,7

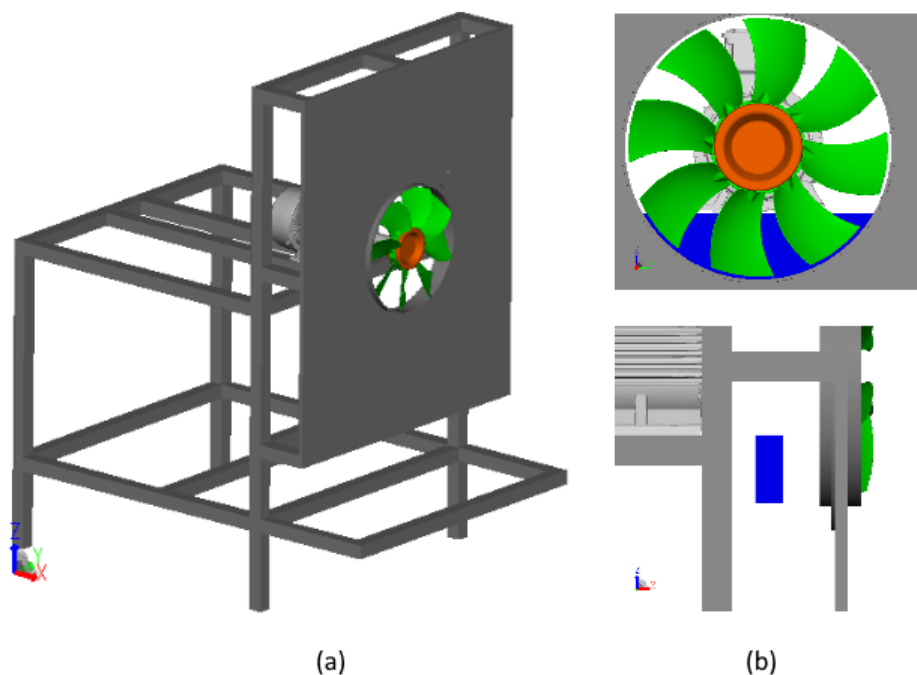
Tabulka 5.4: Porovnání celkových hladin akustického výkonu pro polohy překážky a, b a c

## 5.2 Numerická analýza hluku axiálního ventilátoru

Druhá část se věnuje ověření přesnosti numerického výpočtu hluku ventilátoru a analýze mechanismů generování hluku axiálního ventilátoru. Výpočet byl proveden v komerčním softwaru od společnosti Exa, výpočet proudění v programu PowerFLOW 5.4b, založeném na LBM. Pro výpočet akustických hodnot je použita metoda Ffowcs Willams and Hawkings v programu PowerAcoustics 4.1b.

### 5.2.1 Geometrie a výpočetní síť

Geometrie odpovídá reálné konstrukci použité při měření viz obr.5.18(a). Pro validaci výsledků byla vybrána jedna geometrie s překážkou a bez překážky, kde ventilátor je v aerodynamickém obalu posunutý o 25% své šířky ve směru proudícího vzduchu. Překážka byla umístěna na vtokovou stranu ventilátoru viz obr.5.18(b).



Obrázek 5.18: Geometrie konstrukce - (a) a poloha překážky - (b)

Otáčky ventilátoru byly nastaveny na hodnotu  $2455 \text{ ot/min}$ , charakteristická rychlost na konci lopatek je rovna  $u_t = 50,132 \text{ m/s}$ . Rozměry ventilátoru jsou uvedeny v předchozí kapitole, charakteristickým rozměrem je průměr ventilátoru  $D_v = 390 \text{ mm}$ . Výpočet ventilátoru byl proveden pomocí sliding mesh. Referenční tlak byl nastaven na hodnotu  $p_0 = 101325 \text{ Pa}$  a referenční teplota  $T = 25^\circ\text{C}$ . Kinematická viskozita vzduchu pro teplotu  $T = 25^\circ\text{C}$  je rovna



$\nu = 1,65 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$  a rychlost zvuku  $c = 353,5 \text{ m/s}$ . Reynoldsovo číslo je vypočteno ze vztahu

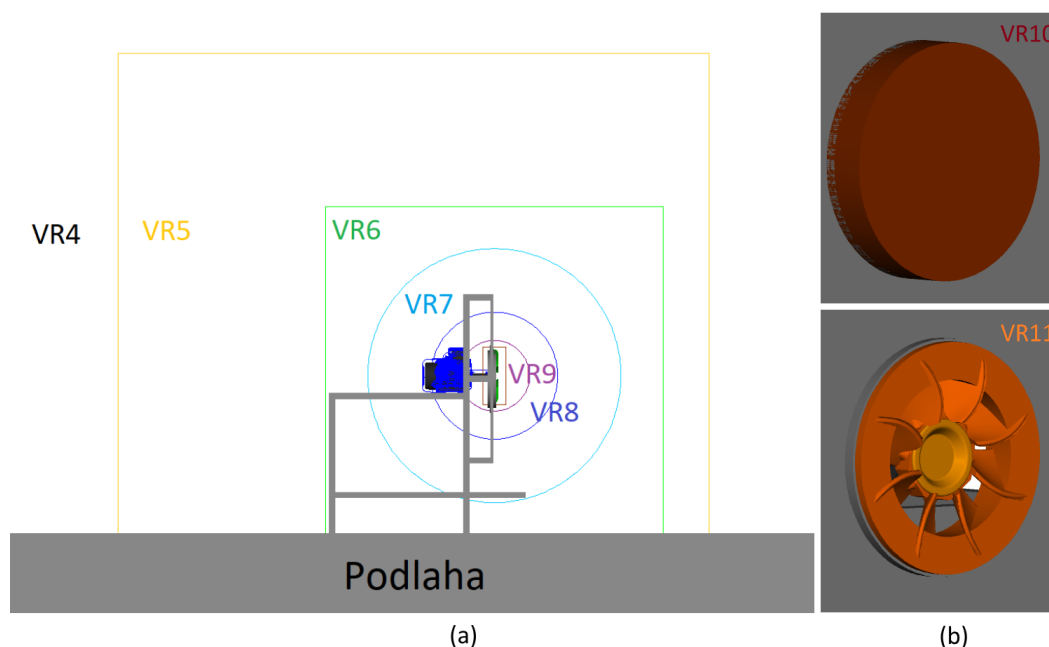
$$Re = \frac{u_t \cdot D_v}{\nu} = \frac{50,132 \cdot 0,39}{1,65 \cdot 10^{-5}} = 1,185 \cdot 10^6 \quad (5.2)$$

a Machovo číslo

$$Ma = \frac{u_t}{c} = \frac{50,132}{353,5} = 0,142. \quad (5.3)$$

Výpočet byl realizován v programu PowerFLOW, ve kterém je implementována lattice boltzmannova metoda. Modelování turbulentního proudění bylo provedeno pomocí VLES v kombinaci s turbulentním modelem  $k - \epsilon$  RNG. Druhou přesnější variantou je přímý výpočet DNS, který by byl z hlediska velikosti sítě a délky výpočtu mnohem náročnější.

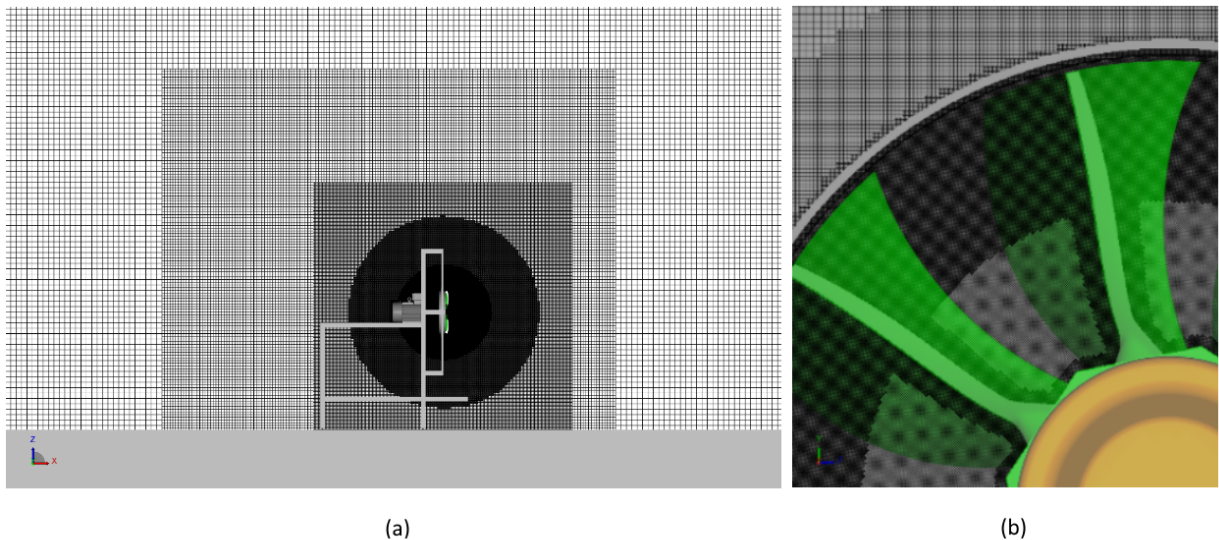
Řez výpočetní doménou můžeme vidět na obr. 5.19, kde na všechny okolní stěny byla nastavena okrajová podmínka pro statický tlak, který je roven referenčnímu tlaku  $p = p_0$ . Podlaha byla nastavena jako hladká stěna. Výpočetní oblast je dostatečně rozsáhlá a na stěnách je předepsána akustická okrajová podmínka, která zabraňuje odrazu akustických vln od stěn. Akustické vlnění se odráží pouze od podlahy. Je tak dosaženo volného akustického pole srovnatelného s polobezdozvukovou komorou, ve které probíhalo samotné měření.



Obrázek 5.19: Rozdělení výpočetní oblasti na VR - (a), VR v oblasti lopatek ventilátoru - (b)

Výpočetní síť je v programu PowerFLOW generována automaticky před samotným výpočtem. Rozlišení sítě bylo zvoleno vzhledem k požadavkům na co nejlepší zachycení turbulentního

proudění v okolí ventilátoru, kde bylo doporučeno rozlišení okolo 1000 elementů na průměr ventilátoru. Velikost nejmenšího elementu byla nastavena na  $\Delta x = 0,4 \text{ mm}$  (odpovídá rozlišení 975 elementů po průměru ventilátoru). Nastavení rozlišení sítě v programu PowerFLOW bylo uvedeno v kapitole 3. Rozdělení výpočetní domény na jednotlivé oblasti VR1-VR11 lze vidět na obr.5.19(a). Oblast s nejjemnějším rozlišením VR11 v okolí ventilátoru můžeme vidět na obr. 5.19(b). Vytvořená síť je zobrazena na obr.5.20. Celková velikost sítě je  $159 \cdot 10^6$  elementů.



Obrázek 5.20: příčný řez výpočetní sítí - (a) , výpočetní síť v oblasti lopatek ventilátoru - (b)

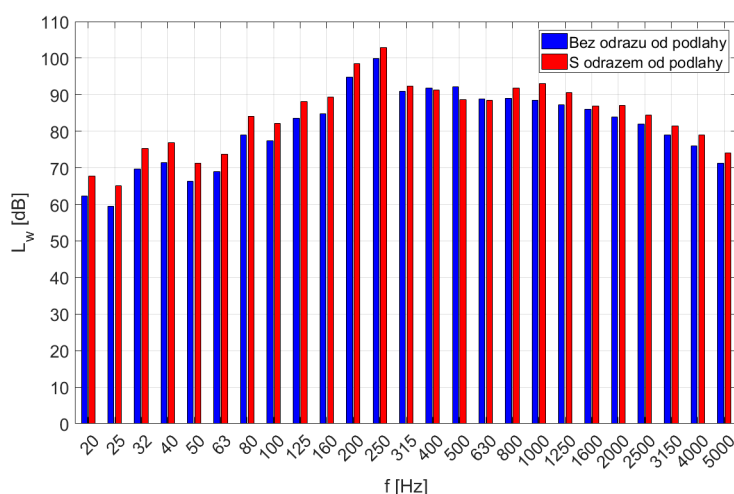
Celková doba výpočtu byla nastavena na dvacet dva otáček ventilátoru. Data byla zapisována až po šesti otáčkách ventilátoru, kde došlo k ustálení toku a hluku ve výpočetní doméně. Výpočet běžel v 839745 iteracích, časový krok byl zvolen  $\Delta x = 6,403 \cdot 10^{-7} \text{ s}$  (celkový čas simulace 0,538 s). Výpočet běžel na 280 jádrech po dobu 107,2 hodin.

Hodnoty akustického tlaku byly zapisovány na kulovou plochu v oblasti VR7, ze které jsou pomocí FW-H metody přepočteny vzhledem k jednotlivým mikrofonům. Polohy mikrofonů jsou brány ve stejné poloze jako v experimentu. Velikost elementu v této oblasti je 6,4mm. Pro kvalitní popsání akustické vlny je potřeba 12 až 16 bodů na vlnovou délku. Proto maximální zkoumaná frekvence je  $f_{max} = 4602 \text{ Hz}$

## 5.2.2 Vyhodnocení přesnosti akustických výsledků numerického výpočtu

Zpracování výsledků lze rozdělit do dvou hlavních částí, první je porovnání simulace a experimentu a vyhodnocení chyby numerického výpočtu. Druhou je zkoumání mechanismů generování hluku u axiálního ventilátoru a porovnání vlivu překážky umístěné na vtokové straně ventilátoru.

Porovnání přesnosti výpočtu bylo provedeno porovnáním akustických dat z měření a simulace. Vyhodnocení přesnosti výpočtu proudění s experimentem nebylo možné. Ze simulace v programu PowerFLOW byl získán časový záznam tlaku na kulové ploše. Výpočet šíření byl poté proveden v programu PoweACUSTIC, zde byl získán záznam akustického tlaku v závislosti na čase pro jednotlivé mikrofony. Při výpočtu šíření akustického vlnění byla použita FW-H, kde byl zahrnut odraz od podlahy. Porovnání vlivu odraženého akustického signálu na hladinu akustického výkonu lze vidět na následujícím grafu.



Obrázek 5.21: Porovnání vlivu odrazu akustických vln od podlahy - třetinooktávové pásmo hladiny akustického výkonu, v rozsahu frekvencí  $20\text{ Hz} - 5\text{ kHz}$

Z třetinooktávového spektra lze vidět, že zahrnutím odražených vln nedojde pouze k navýšení hladiny akustického výkonu napříč celým spektrem. Složením odražených a neodražených vln je hladina akustického výkonu v některých frekvenčních pásmech snížena.

Záznam akustického tlaku z jednotlivých mikrofonů je pak zpracován v programu MATLAB společně s daty z měření. Zpracování je provedeno v několika krocích. Nejprve je na časový signál použito Hanningovo okno, které slouží k obecným analýzám spojitého signálu a lze jej používat téměř ve většině případů. Z upraveného signálu je provedena rychlá fourierova transformace. Výsledkem je akustický tlak v závislosti na frekvencích, který je dále převáděn do oktávových pásem. používanou veličinou pro porovnání výsledků je hladina akustického výkonu.

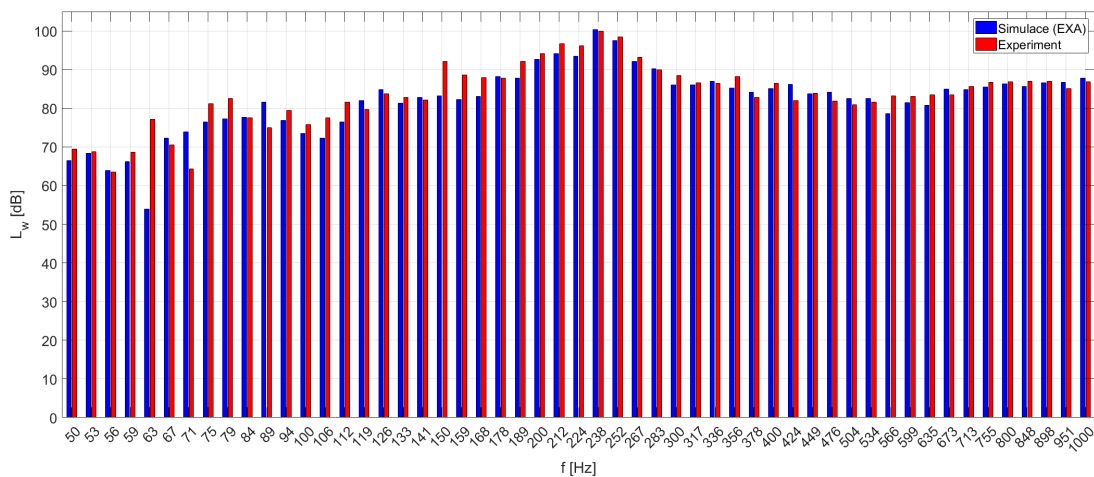
Vyhodnocení přesnosti výpočtu je provedeno pro konfigurace bez překážky a s překážkou. Data jsou porovnávána ve dvanáctinooktávových spektrech průměrné hladiny akustického výkonu z jednotlivých mikrofonů (1-6). Z dat je vypočtena absolutní chyba podle vzorce

$$\Delta = |L_{w\,exp} - L_{w\,sim}| \quad (5.4)$$

a relativní chyba

$$\delta = \frac{\Delta}{|L_{w\,sim}|}. \quad (5.5)$$

Výsledky lze zapisovat ve tvaru  $L_w = L_{w\,simulace} \cdot (1 \pm \delta) \text{ dB}$ . První vyhodnocení je pro konfiguraci ventilátoru bez překážky. Průběh průměrné hladiny akustického výkonu je zobrazen na následujícím grafu.

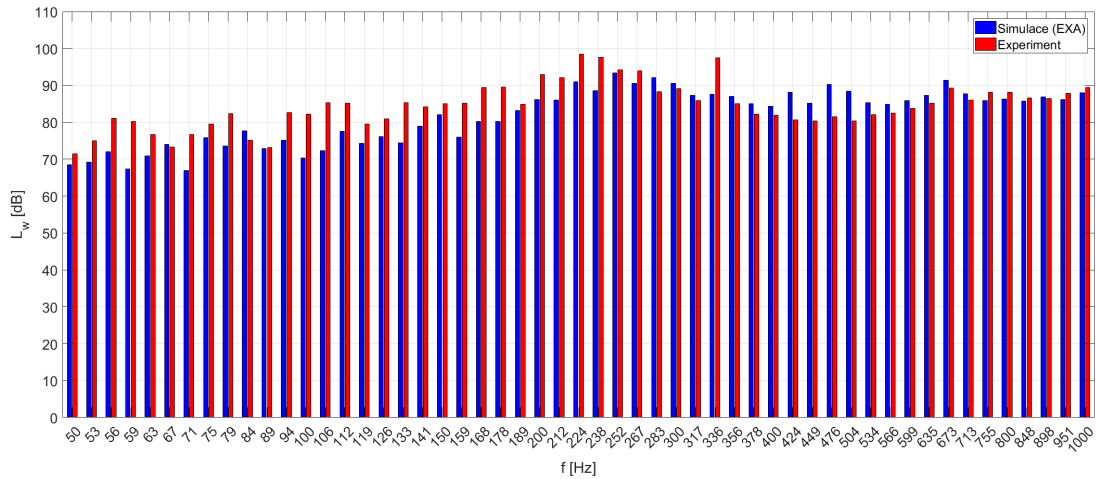


Obrázek 5.22: Porovnání simulace a experimentu (bez překážky) dvanáctinooktávové pásma průměrné hladiny akustického tlaku pro rozsah frekvencí  $50 \text{ Hz} - 1 \text{ kHz}$

Na první pohled je patrné, že simulace až na oblast nízkých frekvencí dobře popisuje průběh naměřeného spektra. Důležitým pásmem je oblast v okolí aerodynamicky generovaného hluku ( $224 \text{ Hz}, 238 \text{ Hz}, 252 \text{ Hz}$ ). Celková hodnoty hladiny akustického výkonu pro simulaci je rovna  $L_{w\,sim} = 106,25$  a pro experiment  $L_{w\,exp} = 106,9$ . Vyhodnocované celkové hladiny akustického výkonu a chyby výpočtu jsou pro frekvenční pásma v rozmezí  $50 \text{ Hz} - 5 \text{ kHz}$ .

Hodnota absolutní chyby vypočtená z dvanáctinooktávového pásma je  $\Delta = 1,884 \text{ dB}$  hodnota relativní chyby je  $\delta = 0,024$ . Výslednou celkovou hladinu akustického výkonu lze zapsat ve tvaru  $L_w = 106,25 \cdot (1 \pm 0,024) \text{ dB}$ . Převedením relativní chyby na procenta lze říci, že pro určení hladiny akustického výkonu dosahuje simulace chyby přibližně 4,8%.

Druhou porovnávanou konfigurací je ventilátor s překážkou umístěnou na vtokové straně. Srovnání dvanáctinooktávových spekter simulace a experimentu je zobrazeno na následujícím obrázku.

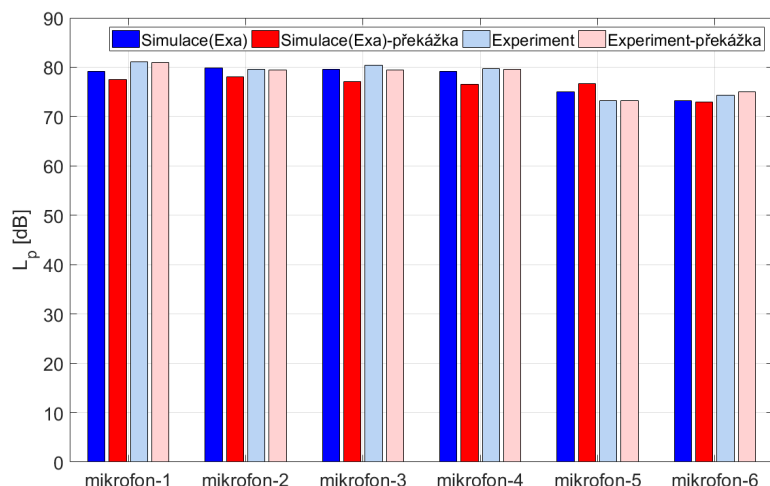


Obrázek 5.23: Porovnání simulace a experimentu (s překážkou na vtokové straně ventilátoru) dvanáctinooktávové pásmo průměrné hladiny akustického tlaku pro rozsah frekvencí  $50\text{ Hz} - 1\text{ kHz}$

Oproti předchozí simulaci lze vidět, že dochází k většímu odklonu od naměřených dat, především v oblasti frekvence procházejících lopatek, kde se hladina akustického výkonu rozchází až o  $9\text{ dB}$ . V oblasti vyšších frekvencí ( $534\text{ Hz}$  a vyšší) se odklon simulace od experimentu snižuje a průběh hladin akustického výkonu je stejný. Celková hladina akustického tlaku pro simulaci je  $L_{w\text{ sim}} = 104,8\text{ dB}$  a pro experiment  $L_{w\text{ exp}} = 106,7\text{ dB}$ .

Vyhodnocení absolutní chyby z dvanáctinooktávového spektra vychází absolutní chyba  $\Delta = 3,767\text{ dB}$  a relativní chyba  $\delta = 0,045$ . Pro konfiguraci s překážkou dosahuje simulace v určení hladiny akustického výkonu chyby přibližně  $9\%$ . Výslednou celkovou hladinu akustického výkonu lze zapsat ve tvaru  $L_w = 104,8 \cdot (1 \pm 0,045)\text{ dB}$ . Zvýšení chyby oproti předchozí simulaci může být způsobenou citlivostí na přesnou geometrii a polohu překážky před ventilátorem.

Předchozí porovnání bylo pro zprůměrované hodnoty ze všech mikrofonů. Pro porovnání přesnosti šíření hluku je důležité vyhodnocení signálu na jednotlivých mikrofonech. Průměrná hladina akustického tlaku pro mikrofón 1 - 6 je zobrazena na grafu 5.24. Zároveň jsou zde porovnány hodnoty z experimentu a obou simulací. Můžeme vidět, že mikrofóny 1 a 4, které jsou umístěny na výtokové straně ventilátoru mají vyšší hladinu akustického tlaku než mikrofóny 2 a 3 na vtokové straně. Platí to i pro mikrofóny umístěné nad konstrukcí, kde mikrofón 6 má vyšší hladinu akustického tlaku než mikrofón 5.

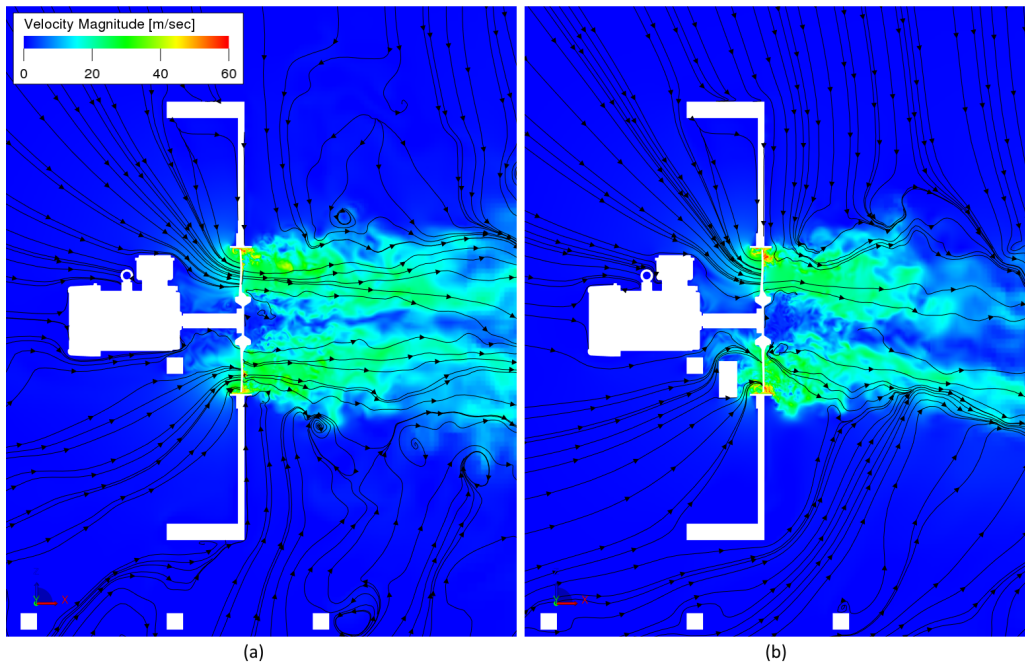


Obrázek 5.24: Porovnání simulace a experimentu (bez překážky) průměrná hladina akustického tlaku na mikrofonech 1 - 6

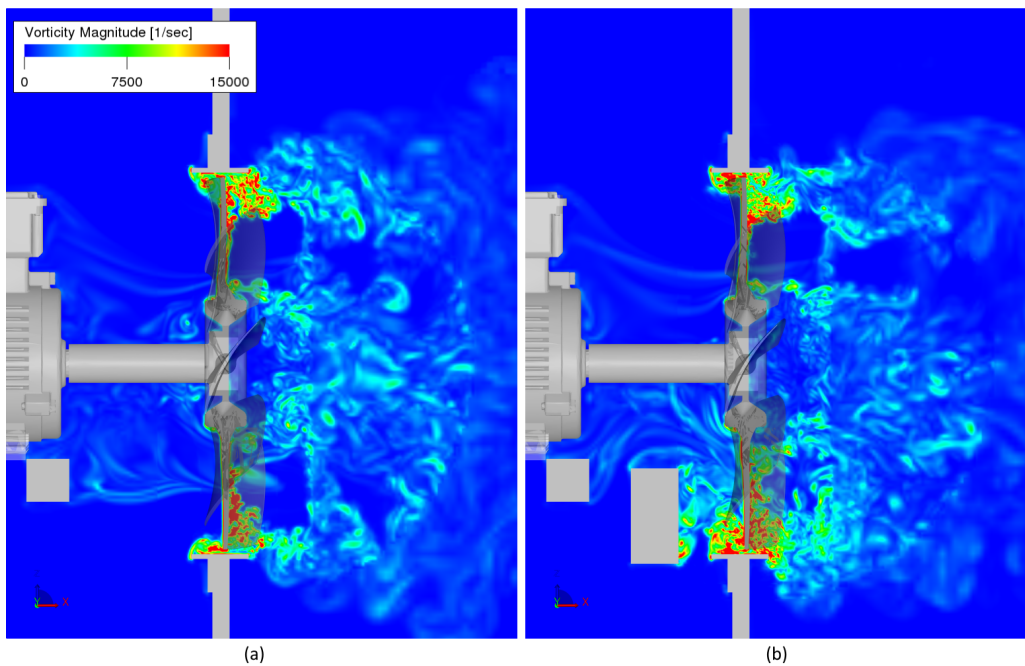
### 5.2.3 Vliv překážky na generovaný hluk

Kapitola se zabývá posouzením vlivu překážky na generovaný hluk. Získaná spektra a řádové analýzy z měření, která jsou uvedena v předchozí kapitole 5.1, mohou sloužit pro základní analýzu a charakterizování celkové hlučnosti měřeného zařízení. Bližší analýza dané úlohy a popis mechanismů generování hluku je možná pouze znalostí proudového pole a jeho parametrů. Z tohoto důvodu jsou CFD simulace v této oblasti nenahraditelné. Grafické výstupy z vypočtených dat obsažené v této kapitole jsou zpracovány v programu PowerVIZ 5.4b.

První částí je porovnání vlivu překážky na samotné proudění vzduchu v okolí ventilátoru. Na obr.5.25 je zobrazeno rychlostní pole a vektorové čáry zobrazené v rovině řezu výpočetní doménou vedené osou ventilátoru. Druhou sadou obrázků 5.26 je zobrazení vířivosti v okolí ventilátoru na rovině vedené osou ventilátoru. Požadavkem pro samotnou konstrukci bylo co nejmenší narušení průtoku přes ventilátor. Na obrázku 5.25 je patrné, že pro konfiguraci bez umístění překážky (a) je proud za ventilátorem relativně vyrovnaný. Zároveň na obr.5.26(a) je vidět, že velikost vírových struktur vstupujících do ventilátorů vlivem samotné konstrukce je zanedbatelná. Po přidání překážky na vtokovou stranu ventilátoru 5.25(b) dojde k narušení proudového pole a snížení průtoku. Nesymetrické umístění překážky vede k nerovnoměrnému průtoku přes ventilátor. V důsledku toho dochází k nerovnoměrnému rozložení tlaků na lopatkách ventilátoru. Zároveň překážka slouží jako zdroj větších vírových struktur vstupujících do ventilátoru viz. obr.5.26(b).



Obrázek 5.25: Rychlostní pole v okolí axiálního ventilátoru zobrazené v řezu výpočetní doménou (bez překážky - (a) , s překážkou umístěnou na vtokové straně ventilátoru - (b))



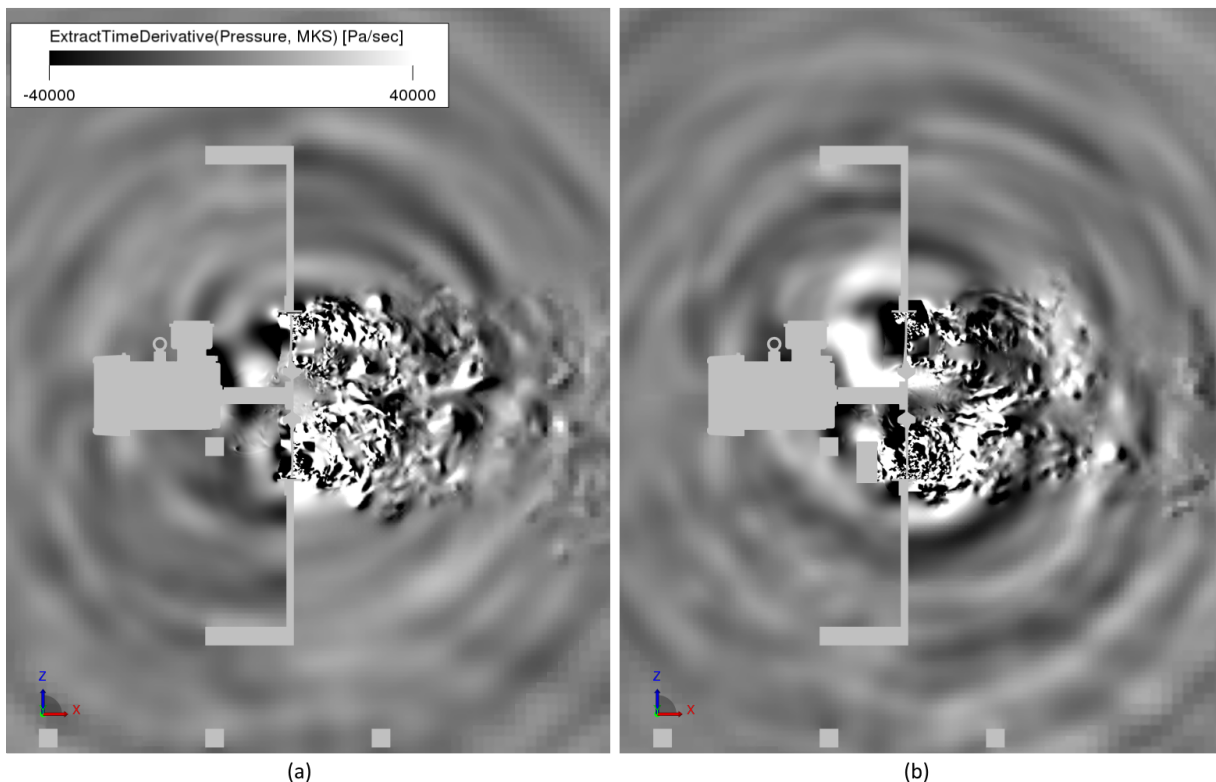
Obrázek 5.26: Velikost vířivosti v okolí axiálního ventilátoru (bez překážky - (a) , s překážkou umístěnou na vtokové straně ventilátoru - (b))



Nejvíce hluku je generováno na konci lopatek ventilátoru, kde je vzduch nucen proudit v mezeře mezi lopatkou a aerodynamickým obalem. Vířivost v oblasti konce lopatek je zobrazena na obr.5.26, kde lze sledovat zvětšení oblasti vířivosti na konci lopatky pro konfiguraci s umístěnou překážkou. Vírové struktury v této oblasti jsou zdrojem především frekvence procházejících lopatek.

Šíření akustických vln výpočetní doménou je zobrazeno na obr.5.27. Byla vypočtena časová derivace tlaku a její hodnoty byly vyneseny na rovinu procházející osou ventilátoru. Černé a bílé oblasti v okolí ventilátoru zobrazují největší výchylky akustického tlaku, které jsou vytvořeny interakcí vírových struktur. Světle šedou barvou jsou označeny akustické vlny s nižší amplitudou akustického tlaku. Představují akustické vlnění vzniklé v turbulentním proudu a šířící se napříč celou oblastí. Celkový charakter šíření akustických vln od ventilátoru je podobný jako u kvadrupólového zdroje hluku

Z porovnání obou variant lze vidět, že pro konfiguraci (b), kde je na vtokovou stranu ventilátoru umístěna překážka dochází k výrazně větším interakcím na vtokové straně ventilátoru. Zároveň je způsobeno narušení rovnoměrného šíření akustických vln na vtokové straně ventilátoru.

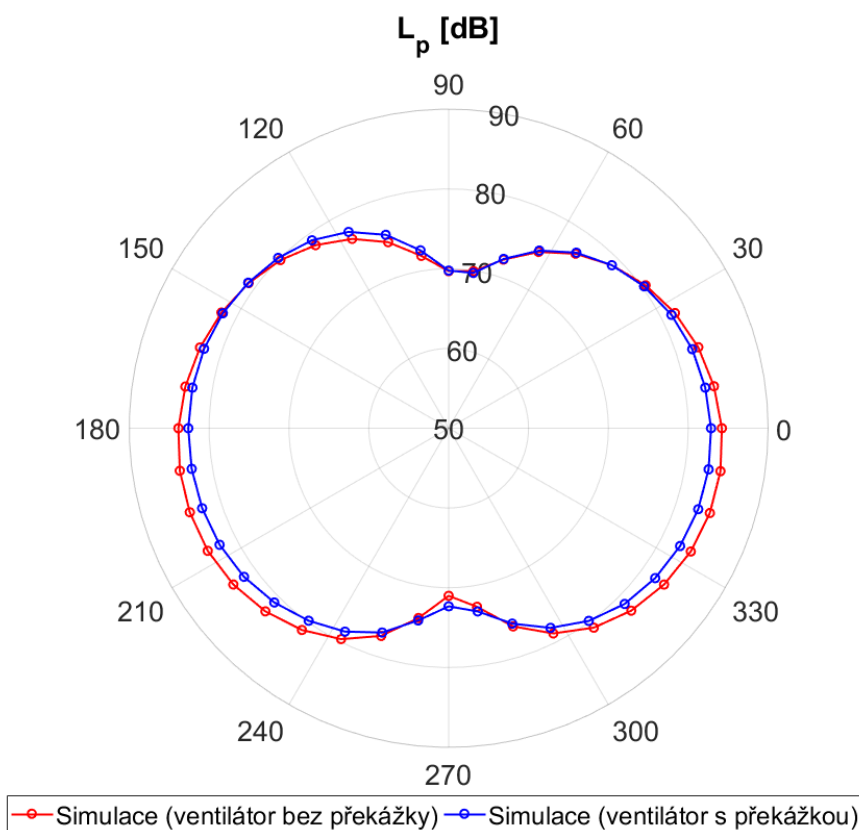


Obrázek 5.27: Šíření akustického tlaku výpočetní doménou (bez překážky - (a), s překážkou umístěnou na vtokové straně ventilátoru - (b))



Určení směrovosti šíření hluku od měřeného zařízení je možné pomocí směrové charakteristiky zdroje hluku. Pro axiální ventilátor umístěný ve volném prostoru se předpokládá symetrický tvar směrové charakteristiky. Vykreslení křivky bylo provedeno pomocí čtyřiceti bodů rozmístěných okolo ventilátoru po  $6^\circ$ . Body byly umístěny do výšky úrovně ventilátoru  $1,15\text{ m}$  ve vzdálenosti  $10\text{ m}$ . Stejně jako pro výpočet akustického tlaku u mikrofónů v předchozí části byla použita FW-H akustická analogie. Celková hladina akustického tlaku pro jednotlivé mikrofony byla vypočtena pro rozsah frekvencí  $50\text{ Hz} - 5\text{ kHz}$ .

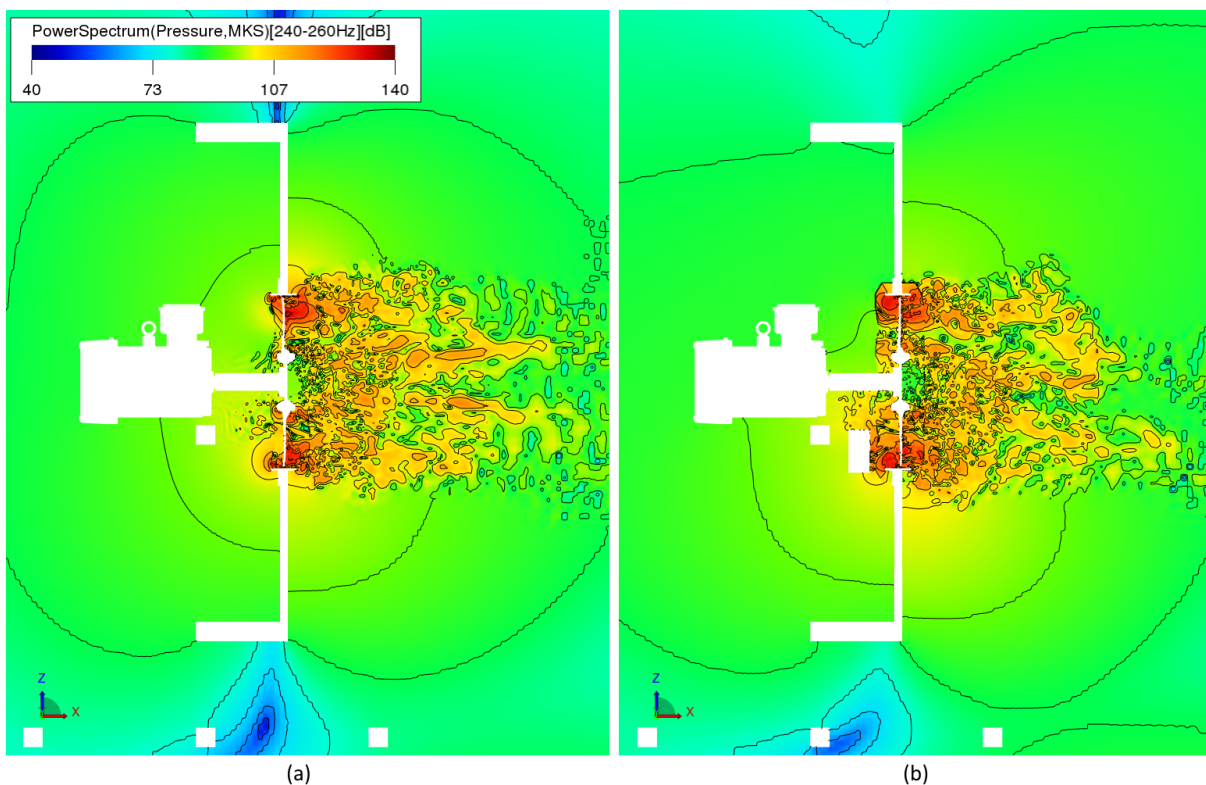
Výsledná směrová charakteristika axiálního ventilátoru je zobrazena na obr.5.28, kde je porovnávána varianta s překážkou a bez překážky. Hladina akustického tlaku je pro obě strany ventilátoru stejná, kde k snížení hladiny akustického tlaku dochází v oblasti zakrytí ventilátoru aerodynamickým obalem. Hladina akustického tlaku vychází ve většině bodů nižší pro ventilátor bez překážky.



Obrázek 5.28: Směrová charakteristika axiálního ventilátoru (bez překážky - (a), s překážkou umístěnou na vtokové straně ventilátoru - (b))

Dalším krokem je převedení akustického tlaku do decibelových veličin, které přímo popisují velikost hluku generovaného v konkrétní oblasti. Pro zobrazení hluku generovaného ventilátorem byly vybrány dvě frekvenční pásma. Prvním pásmem je oblast aerodynamicky generovaného hluku  $240\text{ Hz} - 260\text{ Hz}$  viz obr.5.29.

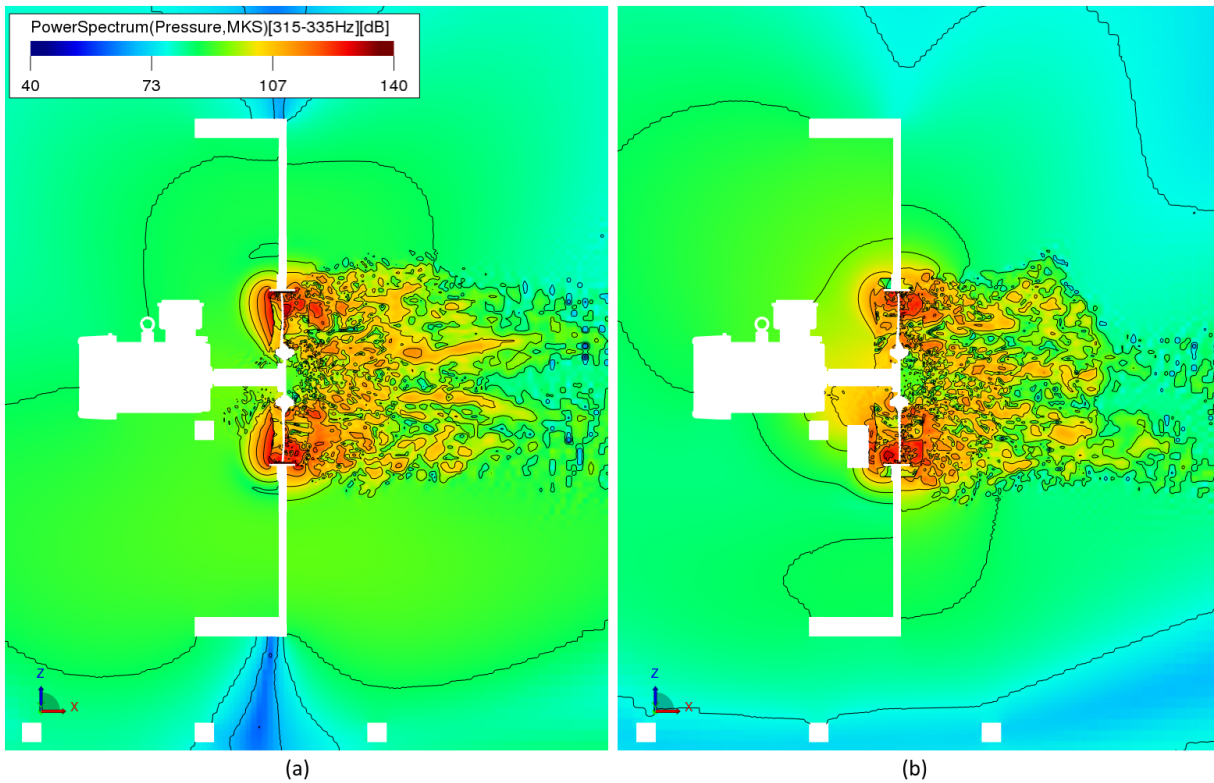
Druhým pásmem je oblast v okolí frekvence procházejících lopatek  $315\text{ Hz} - 335\text{ Hz}$  viz obr.5.30. Z obrázku lze sledovat rozdíl mezi šířením hluku v okolí frekvence aerodynamicky generovaného hluku, kde je hluk generován převážně na konci lopatek a kontury ohraničující jednotlivé oblasti v blízkém okolí ventilátoru jsou nesymetrické a náhodně rozmístěné. To odpovídá hluku generovaného turbulentním prouděním, náhodný charakter samotného proudění pak vede k vytvoření širokopásmového hluku.



Obrázek 5.29: Decibelová mapa vyfiltrovaná pro frekvence v rozsahu  $240\text{ Hz} - 260\text{ Hz}$  (ventilátor bez překážky - (a), ventilátor s překážkou umístěnou na vtokové straně - (b))

Tónové složky jsou vytvořeny pravidelným odtrháváním vírových struktur (Karmánova stezka) nebo pravidelnou interakcí vírových struktur s lopatkami ventilátoru. Na decibelové mapě pro rozsah frekvencí v oblasti frekvence procházejících lopatek viz obr.5.30 lze sledovat odlišný charakter šíření hluku, kde pro variantu (a) bez překážky je hladina akustického tlaku vyzařována rovnoměrně po celé délce lopatky ventilátoru, kde se její hodnota zvětšuje směrem ke konci lopatky.

Z porovnání decibelových map pro ventilátor bez překážky a s překážkou lze vidět, že v samotném okolí překážky dochází k výraznému navýšení hladiny akustického tlaku v obou frekvencích pásmech. Pro pásmo frekvence procházejících lopatek dochází k narušení rovnoměrné oblasti hladiny akustické tlaku v okolí lopatek ventilátoru.

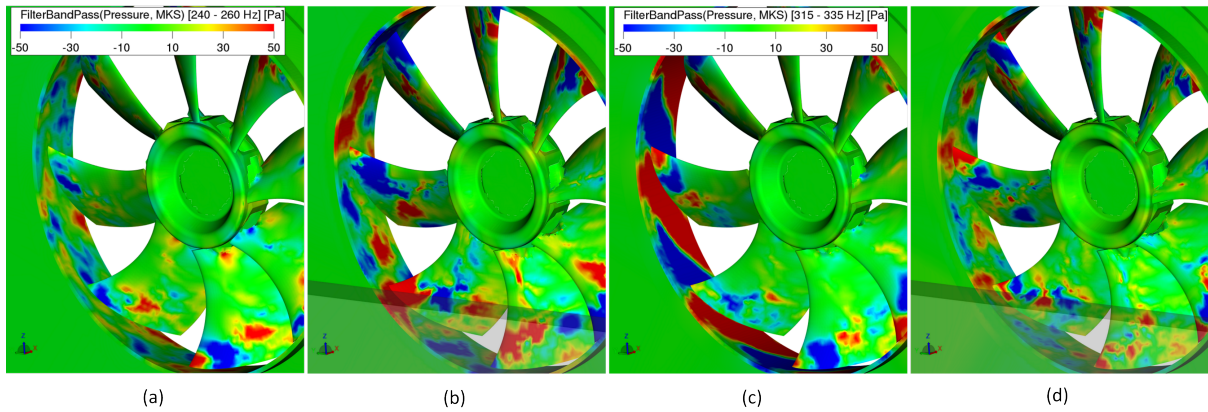


Obrázek 5.30: Decibelová mapa vyfiltrovaná pro frekvence v rozsahu  $315\text{ Hz} - 335\text{ Hz}$  (ventilátor bez překážky - (a), ventilátor s překážkou umístěnou na vtokové straně - (b))

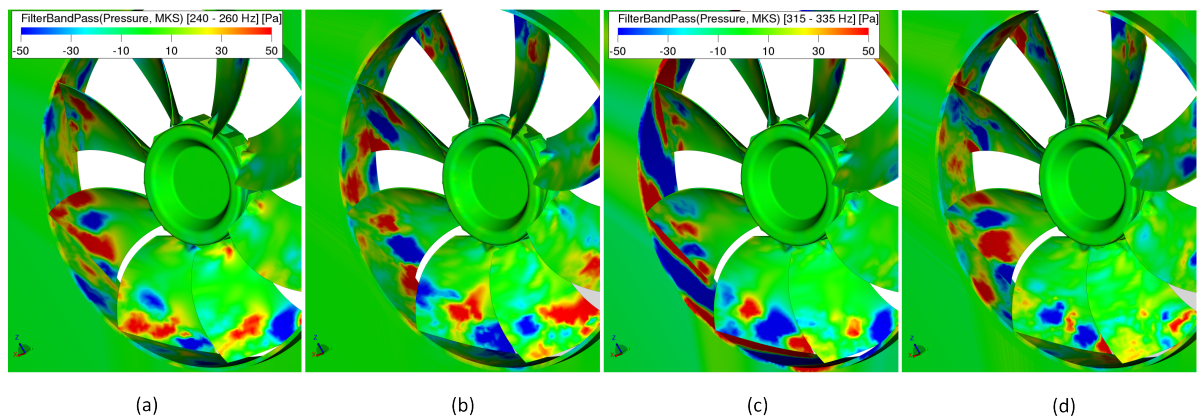
Pro podrobnější popsání a zobrazení mechanismů vzniku hluku v okolí aerodynamicky generovaného hluku  $240\text{ Hz} - 260\text{ Hz}$  a frekvence procházejících lopatek  $315\text{ Hz} - 335\text{ Hz}$  je zobrazena okamžitá hodnota tlaku na lopatkách ventilátoru a aerodynamického obalu pro stejný časový krok u ventilátoru bez překážky viz obr.5.31 a s překážkou umístěnou na vtokové straně viz obr.5.32.

Charakteristickým rozdílem mezi generováním hluku v rozsahu  $240\text{ Hz} - 260\text{ Hz}$  a  $315\text{ Hz} - 335\text{ Hz}$  je, že při aerodynamicky generovaném hluku dochází k fluktuacím tlaku podél celé lopatky. naopak pro frekvenci procházejících lopatek je hluk generován převážně v mezeře mezi koncem lopatky a aerodynamickým obalem. Nejlépe je tento rozdíl vidět pro ventilátor bez překážky, kde pro frekvenci procházejících lopatek dochází k pravidelným výchylkám tlaku na vnitřní ploše aerodynamického obalu. Umístěním překážky dojde k narušení pravidelných výchylek tlaku.

Dalším sledovaným parametrem je rozložení tlaku na náběžné a odtokové straně lopatky, kde lze vidět, že větší hodnoty tlaků jsou převážně umístěny na zakončení náběžné hrany lopatky. Tvar lopatek ventilátoru je nastaven tak, aby nedocházelo k interakcím úplavu za lopatkou a náběžnou hranou následující lopatky.



Obrázek 5.31: Hodnoty tlaku zobrazené na lopatkách ventilátoru a aerodynamickém obalu, pro konfigurace (ventilátor bez překážky - (a), (c) ventilátor s překážkou umístěnou na vtokové straně - (b),(d)), vyfiltrovaná pro pásma  $240\text{ Hz} - 260\text{ Hz}$  - (a), (b) a  $315\text{ Hz} - 335\text{ Hz}$  - (c), (d) (Pohled z vtokové strany ventilátoru)



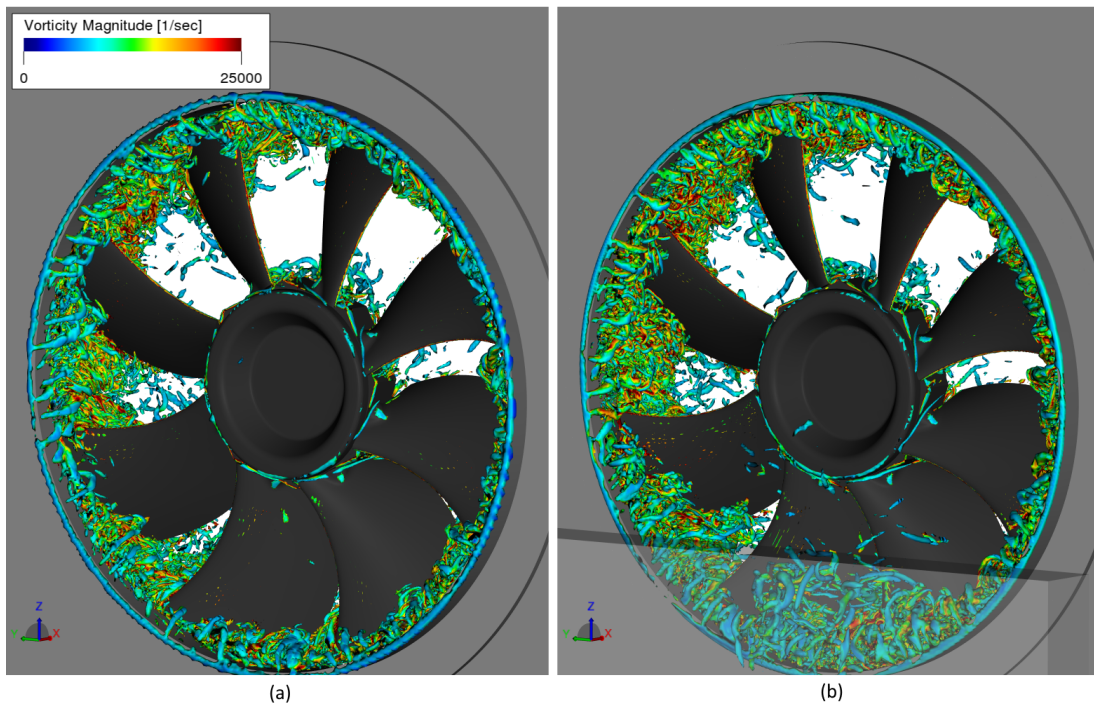
Obrázek 5.32: Hodnoty tlaku zobrazené na lopatkách ventilátoru a aerodynamickém obalu, pro konfigurace (ventilátor bez překážky - (a),(c), ventilátor s překážkou umístěnou na vtokové straně - (b),(d)), vyfiltrovaná pro pásma  $240\text{ Hz} - 260\text{ Hz}$  - (a), (b) a  $315\text{ Hz} - 335\text{ Hz}$  - (c), (d) (Pohled z výtokové strany ventilátoru)

Bližší analýza samotného proudění v okolí ventilátoru a mechanismů vzniků hluku je provedena pomocí izoploch  $\lambda_2$  kritéria, které zobrazují jednotlivé vírové struktury. Intenzita jednotlivých vírů je pak vyhodnocena pomocí velikosti vířivosti. Na obr.5.33 lze vidět porovnání vírových struktur pro ventilátor bez překážky a s překážkou. Pro obě varianty lze vidět vytvoření toroidální oblasti na vstupní hraně aerodynamického obalu. Významné vírové struktury se vyskytují rovnoměrně rozložené po obvodu aerodynamického obalu. Zároveň lze vidět narušení této oblasti překážkou umístěnou na vtokové straně ventilátoru.

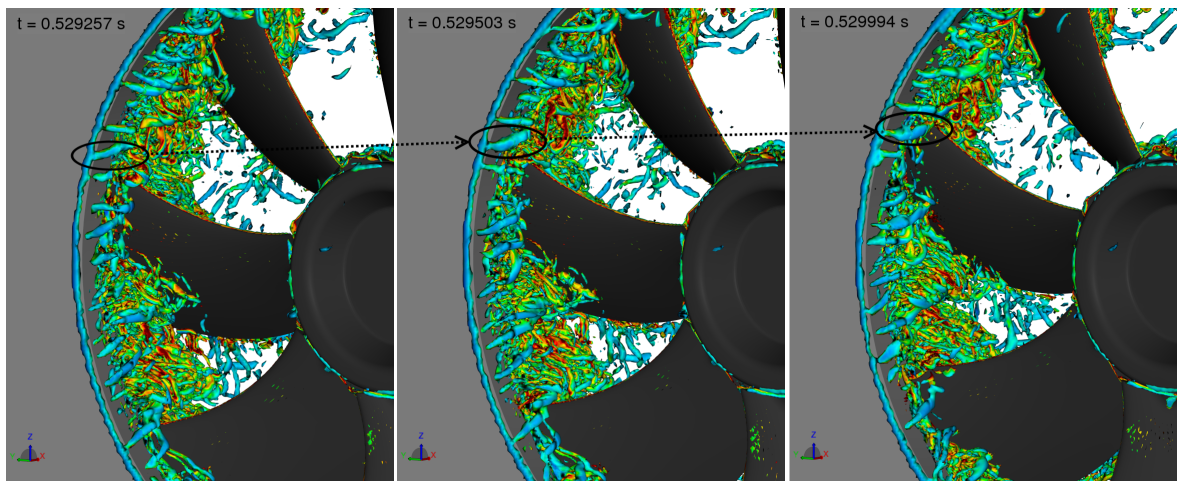
Základní mechanismus generování aerodynamického hluku v oblasti  $240\text{ Hz} - 260\text{ Hz}$  je zobrazen na obr.5.33, kde jsou tři po sobě jdoucí časové kroky a je zde zachycen pohyb vírové



struktury a jeho interakce s lopatkou. Vytvořená toroidální oblast na hraně aerodynamického obalu je zdrojem vírových struktur, které jsou unášeny s lopatkami ventilátoru. Četnost interakcí vírové struktury a lopatky je o něco menší než frekvence průchodu lopatek ventilátoru  $327,3 \text{ Hz}$ . Výsledkem je vytvoření tónové složky v okolí  $250 \text{ Hz}$ .



Obrázek 5.33: Zobrazení vírových struktur v okolí ventilátoru pomocí izoploch  $\lambda_2 = -9 \cdot 10^6$  v závislosti na hodnotě vířivosti (ventilátor bez překážky - (a), ventilátor s překážkou umístěnou na vtokové straně - (b))



Obrázek 5.34: Pohyb vírových struktur (izoplochy  $\lambda_2 = -9 \cdot 10^6$  v závislosti na hodnotě vířivosti) a interakce s lopatkami ventilátoru pro ventilátor bez překážky (pro tři časové úseky jdoucí za sebou)

## 6. Závěr

Diplomová práce se zabývá komplexní analýzou hluku axiálního ventilátoru. Hlavním cílem je ověření přesnosti výpočtu akustiky v komerčním softwaru od společnosti Exa, založeném na LBM. Práce obsahuje popis základního principu LBM a zhodnocení její vhodnosti pro řešení daného problému. Pro ověření vypočtených dat je navrhnout experiment. V závěru jsou analyzovány získané výsledky, diskutovány výhody a nevýhody použité metody.

Při měření byl zkoumán vliv překážky a polohy axiálního ventilátoru v aerodynamickém obalu na generovaný hluk. Z hlediska umístění ventilátoru v aerodynamickém obalu vyšla nejhluchnější poloha pro ventilátor zarovnaný v aerodynamickém obalu. celková hladina akustického výkonu zde dosáhla hodnoty  $L_w = 110,3 \text{ dB}$ . Naopak pro vysunutí ventilátoru proti směru proudícího vzduchu o 25% jeho šířky došlo ke snížení celkové hladiny akustického výkonu oproti předchozí poloze o  $7 \text{ dB}$ . Vliv překážky na generovaný hluk byl sledován pro překážku umístěnou na vtokové a výtokové straně a konfiguraci bez překážky. Umístění překážky má za následek zesílení hluku v oblasti procházejících lopatek. K největšímu navýšení hluku došlo pro překážku umístěnou na vtokové straně. Kde vytvořené vírové struktury jsou nasávány přímo do ventilátoru. Z hlediska celkového hluku bylo naopak dosaženo snížení celkové hladiny akustického výkonu o  $2 \text{ dB}$  pro překážku umístěnou na výtokové straně ventilátoru oproti konfiguraci bez překážky.

Výpočet aeroakustiky byl proveden v programu PowerFLOW založeného na LBM. Z hlediska aeroakustického výpočtu je LBM vhodnou volbou. Důležitými požadavky pro výpočet aeroakustiky je nestacionární řešení stlačitelné tekutiny. Oba parametry LBM splňuje. Mezi největší výhody této metody patří její snadná implementace, paralelizovatelnost a s tím i využití většího výpočetního výkonu. Důvodem je možnost oddělení výpočtu pohybu jednotlivých částic ve výpočetní doméně a tím rozložení výpočtu na velké množství procesorů. Další výhodou je zjednodušení práce se složitými 3D geometriemi, kde pro LBM je používána pravidelná čtvercová mřížka. Nevýhodou LBM je použití pouze v oblasti nízkých Reynoldsových čísel. Metoda je vhodná i pro řešení mnoha úloh mechaniky tekutin a termodynamiky například: vícefázové proudění, přestup tepla a řešení proudění neneutonských kapalin.

Numerický výpočet byl proveden pro dvě konfigurace: ventilátor bez překážky a ventilátor s překážkou umístěnou na vtokové straně. Z porovnání dvanáctinooktákových spekter hladiny akustického výkonu ze simulace s výsledky z měření vychází relativní chyba pro variantu bez překážky  $\delta = 0,024$ . Výsledky ze simulace se oproti měření odklání o 4,8%. Pro simulaci ventilátoru s překážkou umístěnou na vtokové straně vychází relativní chyba  $\delta = 0,045$ , simulace se od měření odklání o celých 9%. Zvětšení chyby může být způsobeno při samotném experimentu a to větší citlivostí na přesné umístění překážky. Další možnou příčinou může být nedostatečně jemná výpočetní síť, kde z důvodu velké výpočetní náročnosti dané úlohy nebylo možné udělat větší množství simulací pro porovnání vlivu jemnosti sítě na výsledky simulace, proto bylo vycházeno z obecných doporučení. Z hlediska přesného určení hladiny akustického výkonu daného stroje se nemusí jednat o nejpřesnější výpočet, ale pro porovnání jednotlivých variant navzájem se jedná o užitečný nástroj.

V poslední části práce byl analyzován vznik tónové složky v okolí frekvence nižší než je frekvence procházejících lopatek. Mechanismem vzniku této tónové složky je vytvoření toroidální oblasti na vstupní hraně aerodynamického obalu, ze které jsou generovány vírové struktury, které jsou zároveň unášeny s lopatkami ventilátoru. Tím dochází ke zmenšení četnosti interakce mezi vírem a lopatkou. Výsledná aerodynamicky generovaná tónová složka je pak z pohledu celkového hluku generovaného ventilátorem ve volném poli bez překážek dominantní. Snížení této tónové složky by bylo možné pomocí zaoblení nebo sražení hrany na vtokové straně aerodynamického obalu.

Pro dosažení lepších výsledků by bylo zapotřebí vytvoření většího množství simulací, především pro zjištění vlivu velikosti sítě na výsledky simulace. Z hlediska samotného experimentu a ověřování numerického výpočtu by bylo zajímavé rozšíření dané úlohy o umístění chladiče a mřížky před ventilátor.

# Literatura

- [1] Aidun, C. K.; Clausen, J. R.: Lattice-Boltzmann Method for Complex Flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, volume 42, no. 1, 2010: pp. 439–472, ISSN 0066-4189, doi:10.1146/annurev-fluid-121108-145519. Available at WWW: <<http://www.annualreviews.org/doi/10.1146/annurev-fluid-121108-145519>>
- [2] Beranek, L. L.; Ver, I. L.: *Noise and vibration control engineering*. New York: Wiley, second edition, c1992, ISBN 04-716-1751-2.
- [3] Brès, G.; Pérot, F.; Freed, D.: A Ffowcs Williams - Hawkings Solver for Lattice-Boltzmann Based Computational Aeroacoustics. *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2010-06-07: pp. –, doi:10.2514/6.2010-3711. Available at WWW: <<http://arc.aiaa.org/doi/10.2514/6.2010-3711>>
- [4] Chen, H.: Extended Boltzmann Kinetic Equation for Turbulent Flows. *Science*, volume 301, no. 5633, 2003-08-01: pp. 633–636, ISSN 0036-8075, doi:10.1126/science.1085048. Available at WWW: <<http://www.sciencemag.org/cgi/doi/10.1126/science.1085048>>
- [5] Crouse, B.; Senthoooran, S.; Freed, D.; Balasubramanian, G.; etc.: Experimental and Numerical Investigation of a Flow-Induced Cavity Resonance with Application to Automobile Buffeting. *12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (27th AIAA Aeroacoustics Conference)*, 2006-05-08: pp. –.
- [6] Curle, N.: The Influence of Solid Boundaries upon Aerodynamic Sound. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, volume 231, no. 1187, 1955-09-20: pp. 505–514, ISSN 1364-5021, doi:10.1098/rspa.1955.0191. Available at WWW: <<http://rspa.royalsocietypublishing.org/cgi/doi/10.1098/rspa.1955.0191>>
- [7] Gloerfelt, X.: Noise from automotive components. *Aerodynamic noise from wall-bounded flows*, 2009: pp. 9–13.
- [8] Hansen, C.: Fundamentals of acoustics. volume 19, 01 1951.



- [9] Jiříček, O.: *Úvod do akustiky*. Praha: Vydavatelství ČVUT, vyd. 1 edition, 2002, ISBN 80-010-2460-1.
- [10] Latt, J.: Choice of Units in Lattice Boltzmann Simulations. Duben 2018. Available at WWW: <LBMethod.org>
- [11] Li, Y.: An improved volumetric LBM boundary approach and its extension for sliding mesh simulation. 2012.
- [12] Lighthill, M. J.: On Sound Generated Aerodynamically. I. General Theory. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, volume 211, no. 1107, 1952-03-20: pp. 564–587, ISSN 1364-5021, doi:10.1098/rspa.1952.0060. Available at WWW: <<http://rspa.royalsocietypublishing.org/cgi/doi/10.1098/rspa.1952.0060>>
- [13] Lim, T.-G.: Computational study on prediction and reduction of aerodynamic noise from fans. 2018.
- [14] Mohamad, A. A.: *Lattice Boltzmann method*. New York: Springer, c2011, ISBN 978-0-85729-454-8.
- [15] Neise, W.: Review of fan noise generation mechanisms and control methods. In *International Symposium on Fan Noise 1.-3.9.1992 Seulis, France*, Publications CETIM, Seulis, France, 1992, pp. 45–56, IIDO-Berichtsjahr=1992,. Available at WWW: <<https://elib.dlr.de/36932/>>
- [16] Neise, W.; Michel, U.: *Aerodynamic noise of turbomachines*. 07 1994.
- [17] Norton, M. P.; Karczub, D. G.: *Fundamentals of noise and vibration analysis for engineers*. New York, NY: Cambridge University Press, second edition, 2003, ISBN 052149561X.
- [18] Nový, R.: *Hluk a chvění*. V Praze: České vysoké učení technické, vyd. 3 edition, 2009, ISBN 978-80-01-04347-9.
- [19] Smetana, C.: *Měření hluku a chvění*. Praha, 1974.
- [20] Smetana, C.: *Hluk a vibrace*. Praha: Sdělovací technika, first edition, 1998, ISBN 80-901-9362-5.
- [21] Succi, S.: *The Lattice Boltzmann equation*. Oxford: Oxford University Press, first edition, 2013, ISBN 978-019-9679-249.

- [22] Teixeira, C. M.: Incorporating Turbulence Models into the Lattice-Boltzmann Method. *International Journal of Modern Physics C*, volume 09, no. 08, 1998: pp. 1159–1175, ISSN 0129-1831, doi:10.1142/S0129183198001060. Available at WWW: <<http://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/S0129183198001060>>
- [23] Vaňková, M.: *Hluk, vibrace a ionizující záření v životním a pracovním prostředí*. Brno: Vysoké učení technické, first edition, 1996, ISBN 80-214-0818-9.
- [24] Wagner, C. A.; Huttli, T.; Sagaut, P.: *Large-eddy simulation for acoustics*. New York: Cambridge University Press, c2007, ISBN 978-0-521-87144-0.
- [25] Williams, J. E. F.; Hawking, D. L.: Sound Generation by Turbulence and Surfaces in Arbitrary Motion. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, volume 264, no. 1151, 1969-05-08: pp. 321–342, ISSN 1364-503X, doi:10.1098/rsta.1969.0031. Available at WWW: <<http://rsta.royalsocietypublishing.org/cgi/doi/10.1098/rsta.1969.0031>>