

České vysoké učení technické v Praze

Fakulta strojní

Ústav techniky prostředí

Disertační práce

**AERODYNAMICKÝ HLUK LOPATKOVÝCH MŘÍŽÍ PŘI
NÍZKÝCH MACHOVÝCH ČÍSLECH**

Ing. Jan Králíček

Studijní program:

Strojní inženýrství

Studijní obor:

Technika prostředí

Školitel:

prof. Ing. Jiří Bašta, Ph.D.

Školitel specialista:

doc. Ing. Richard Nový, CSc., Ing. Miroslav Kučera, Ph.D.

Praha, 2021

SOUHRN

Tato disertační práce s názvem: „Aerodynamický hluk lopatkových mříží při nízkých Machových číslech“ se zabývá vyzařováním hluku při proudění vzduchu lopatkovými mřížemi, které jsou využívány v distribučních elementech vzduchotechnických systémů. Jedná se o aerodynamický hluk generovaný turbulentním prouděním. První část práce se zabývá teoretickým rozbohem podstaty generování aerodynamického hluku od obtékání stacionárních lopatek a ústí v realizaci simulací aerodynamického hluku s využitím počítačové mechaniky tekutin (CFD). V druhé části je práce zaměřena na vlastní experiment a vyhodnocení zvolených typů lopatek běžně užívaných ve vzduchotechnických systémech jako koncové vyústky. Podstatou experimentu je měření hladiny akustického tlaku, hladiny rychlosti vibrací lopatek vlivem dynamických sil od proudění a měření fluktuací rychlosti v turbulentním proudu vzduchu v místech intenzivních vírů za lopatkami. Výsledkem je vyhodnocení frekvenční korelace mezi zvukem, vibracemi a fluktuací rychlosti a zobecnění závislosti hladiny akustického tlaku na podobnostních kritériích Strouhalově a Reynoldsově čísla. V poslední části jsou získané výsledky generovaného zvuku z CFD simulací porovnány s experimentem. Na základě výsledků simulací a experimentů byl navržen vhodný tvar lopatky a dále pak doporučení stran rychlosti proudění vzduchu na koncové vyústce s cílem snížit emisi aerodynamického hluku.

SUMMARY

The dissertation thesis “Aerodynamic noise generated by low Mach number flow over blade grill” deals with the noise emitted by flow through terminal diffusers used in ventilating systems, i.e. aerodynamic noise generated by turbulent flow of air. The first part of the thesis presents the theoretical analysis of the nature of aerodynamic noise generated by low Mach number flow over stationary blades. It sets the basic principles for the simulation of aerodynamic noise using the Computational Fluid Dynamics (CFD). The second part of the thesis focuses on the experimental measurement of aerodynamic noise. It describes the assessment of blades used in common ventilating diffusers. The experiment is based on the measurement of sound pressure level, vibration velocity levels of the blades vibrating due to dynamic forces from the air flow and hot wire measurement of the velocity fluctuations of the turbulent flow behind the blades. The frequency correlation between sound, vibration and velocity fluctuation of the turbulent flow is evaluated and the dependence of the sound pressure level on the dimensionless similarity criteria Strouhal and Reynolds numbers is presented. The last part of the thesis compares the results from the experiments and CFD simulations. A suitable blade shape is proposed and recommendations on the velocity of air flow in terminal diffusers are summarized on the basis of the conducted experiments and simulations. The goal is to reduce the emission of aerodynamic noise.

PODĚKOVÁNÍ

Děkuji svému školiteli prof. Ing. Jiřímu Baštovi, Ph.D., že mě po dobu doktorského studia podporoval v činnosti, jež vedla ke vzniku této disertační práce. Zároveň velice děkuji za intenzivní pomoc Ing. Miroslavu Kučerovi, Ph.D. a za cenné rady doc. Ing. Richardu Novému, CSc. Velice děkuji kolegovi Ing. Petru Zelenskému, Ph.D. za výpomoc s přípravou CFD sítě pro modely a obohacující diskusi nad CFD simulacemi.

Zvláštní dík náleží mé manželce za trpělivost a podporu, a také mému otci za praktické zkušenosti v oboru akustiky.

Ing. Jan Králíček

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že jsem autorem disertační práce s názvem: „Aerodynamický hluk lopatkových mříží při nízkých Machových číslech“ a vypracoval jsem ji samostatně pod vedením školitele prof. Ing. Jiřího Bašty, Ph.D., školitelů specialistů doc. Ing. Richarda Nového, CSc. a Ing. Miroslava Kučery, Ph.D. s použitím literatury, uvedené na konci mé disertační práce.

V Praze dne 29. 4. 2021

.....
Ing. Jan Králíček

OBSAH

SOUHRN.....	2
SUMMARY.....	3
PODĚKOVÁNÍ	4
PROHLÁŠENÍ.....	5
OBSAH	6
Přehled použitých veličin.....	9
1. Úvod	12
2. Rešerše současného stavu	14
2.1 Odborná literatura v problematice	14
2.2 Současný stav v praxi.....	15
3. Formulace cílů práce	19
4. Teoretické poznatky aerodynamického hluku.....	20
4.1 Analogie mezi proudovým a akustickým polem.....	20
4.2 Akustická aproximace.....	21
4.2.1 Aproximace pro rovnici zachování energie.....	22
4.2.2 Aproximace pro rovnici zachování hmoty.....	25
4.2.3 Aproximace pohybové rovnice.....	26
4.3 Popis akustického pole	27
4.3.1 Výchozí rovnice pro popis akustického pole.....	27
4.3.2 Šíření zvuku v plynech.....	29
4.4 Rovnice turbulentního proudění.....	29
4.5 Analogie aerodynamického hluku	30
4.5.1 Zavedení hmotnostního toku a síly.....	31
4.5.2 Lighthillova analogie	33
4.6 Teorie simulování aerodynamického hluku	37

4.6.1	Základní poznatky z modelů nestacionárního proudění	37
4.6.2	Základní poznatky z modelů aerodynamického hluku	38
4.7	Simulace aerodynamického hluku	44
5.	Experimentální část	49
5.1	Metodika měření a vyhodnocení.....	49
5.1.1	Základní koncept experimentu.....	49
5.1.2	Akustická měření	52
5.1.3	Měření vibrací lopatek	55
5.1.4	Proudová měření	57
5.1.5	Popis měřicí tratě.....	62
5.2	Rozbor proudových měření a faktory ovlivňující výsledky měření.....	66
5.2.1	Vliv natočení sondy drátkového anemometru.....	66
5.2.2	Vliv smykové vrstvy a jádra proudu	72
5.2.3	Vliv turbulence nabíhajícího proudu na generování zvuku	77
5.2.4	Dosah fluktuací rozrušeného proudu.....	81
5.3	Výsledky experimentu.....	87
5.3.1	Generovaný celkový hluk v závislosti na rychlosti	87
5.3.2	Vibrace lopatek v závislosti na rychlosti	91
5.3.3	Intenzita turbulence proudového pole za lopatkami	94
5.3.4	Frekvenční analýza vibrací lopatek	99
5.3.5	Frekvenční analýza rychlosti vibrací, fluktuací proudění a akustického tlaku....	102
5.3.6	Třetinooktávová frekvenční analýza aerodynamického zvuku obtékání lopatek v závislosti na Strouhalově čísle	108
6.	Výsledky CFD simulace a porovnání s experimentem	115
6.1	Základní popis modelovaných případů	115
6.2	Výpočetní síť.....	116
6.3	Základní parametry nastavení CFD modelu	117
6.4	Výsledky 3D simulace a porovnání s experimentem	118

6.4.1 Vliv délky obtékaného předmětu a počtu lopatek na generovaný zvuk	118
6.4.2 Aerodynamický zvuk od obtékání válce.....	125
6.4.3 Návrh lopatky pro redukci aerodynamického zvuku	128
7. Nejistoty	132
7.1 Nejistota měření proudu vzduchu	132
7.1.1 Odhad nejistoty typu B proudových měření	133
7.1.2 Odhad nejistoty typu A měření rychlosti a vyhodnocení celkové nejistoty měření rychlosti.....	135
7.1.3 Odhad nejistoty typu A vyhodnocení fluktuací rychlosti a celkové nejistoty fluktuací	136
7.2 Nejistota měření zvuku	139
7.2.1 Odhad nejistoty typu A měření aerodynamického zvuku.....	139
7.2.2 Odhad standardní nejistoty typu B měření aerodynamického zvuku a stanovení celkové nejistoty	140
8. Shrnutí a dílčí závěry	141
8.1 Metodika měření	141
8.2 Souhrnné vyhodnocení experimentu	143
9. Teoretický a praktický přínos	146
9.1 Teoretický přínos	146
9.2 Praktický přínos	148
10. Závěr.....	152
SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY	154
SEZNAM AUTORSKÉ LITERATURY	160

Přehled použitých veličin

A, B, C	[-]	konstanty, jež lze získat měřením pro daný typ materiálu, v němž se zvuk (vibrace) šíří
A_1	[m/s]	hodnota amplitudy v sinusové funkci 1
A_2	[m/s]	hodnota amplitudy v sinusové funkci 2
Co	[-]	Courantovo číslo [10]
D	[m]	charakteristický rozměr obtékaného předmětu
F	[kg/m ² s ²]	dynamická síla způsobená fluktuací vztlakových a odporových sil při obtékání předmětu
$H_{(g)}$	[-]	Heavisidova jednotková funkce
I_T	[-]	intenzita turbulence
K	[-]	exponent definující závislost akustického výkonu na rychlosti proudění
$K(t)$	[Pa]	konstanta vzniklá na základě integrace
L_i	[Pa]	tenzor tlaku, zavedený Francesantonio [14]
$L_{p,1 m}$	[dB]	hladina akustického tlaku ve vzdálenosti 1 m od středu dýzy pod úhlem 45°
$L_{WA,0,1 m^2}$	[dB]	hladina akustického výkonu pro plochu vyústky 0,1 m ²
$L_{WA,X m^2}$	[dB]	hladina akustického výkonu A vztažená k zadané ploše X
M	[-]	Machovo číslo
M_r	[-]	Machovo číslo vyjádřené ve směru vektoru r
P_{ij}	[Pa]	tenzor napětí v tekutině
Q	[J]	Teplo
Q_i	[kg/m ² s ²]	zdroj hmoty od normálových složek rychlosti na ploše $g = 0$
Q_m	[-]	činitel směrovosti (pro předmět ve vzduchu ve volném poli je 1)
R	[m]	poloměr teoretického zdroje zvuku ve tvaru koule
Re	[-]	Reynoldsovo číslo
Re_T	[-]	turbulentní Reynoldsovo číslo
S	[J/K]	entropie (charakterizuje míru degradace energie)
Sh	[-]	Strouhalovo číslo
S_p	[m ²]	povrch dipólového zdroje (povrch koule)
$S_{dýza}$	[m ²]	plocha průřezu dýzy
S_X	[m ²]	plocha průřezu vyústky
T	[K]	termodynamická teplota
T_{ij}	[Pa]	Lighthillův tenzor napětí
T_0	[s]	charakteristický čas
U_i	[m/s]	poměrová rychlost zavedená Francesantonio [14]

W	[W]	akustický výkon
W_0	[W]	referenční hodnota akustického výkonu, 10^{-12} W
f	[Hz]	Frekvence
k	[m ² /s ²]	měrná kinetická energie
k_v	[1/m]	vlnové číslo
l	[m]	šířka obtékaného předmětu ve směru proudění
l_j	[m]	souřadnicové složky normálového vektoru n
m	[kg/m ³ s]	zdroj hmoty
n	[-]	počet měření
\vec{n}	[m]	vektor ve směru šíření vlny (vlnový vektor)
\hat{n}_j	[-]	jednotkový normálový vektor na ploše $g = 0$
p_a	[Pa]	celková hodnota tlaku
\bar{p}_a	[Pa]	střední hodnota tlaku (u akustické energie je to barometrický tlak)
p'_a	[Pa]	akustický tlak
$p'_{D(x,t)}$	[Pa]	akustický tlak ve sledovaném bodě způsobený zdrojem dipól
$p'_{M(x,t)}$	[Pa]	akustický tlak ve sledovaném bodě způsobený zdrojem monopól
$p'_{Q(x,t)}$	[Pa]	akustický tlak ve sledovaném bodě způsobený zdrojem kvadrupól
r	[m]	vektor popisující sledovaný bod od počátku
t	[s]	Čas
u	[-]	nejistota měření
u_A	[-]	standardní rozšířená nejistota typu A
u_B	[-]	standardní nejistota typu B
u_i	[m/s]	rychlost pohybu tělesa, v případě lopatek VZT vyústek je tato hodnota rovna 0
u_n	[m/s]	normálová složka rychlosti pohybu tělesa
\vec{v}	[m/s]	vektor rychlosti
v'_a	[m/s]	akustická rychlost
v_i, v_j	[m/s]	vektory rychlosti proudění
v_n	[m/s]	normálová složka rychlosti proudu tekutiny vůči ploše $g = 0$
v_{kal}	[m/s]	požadovaná rychlost definovaná kalibrační dýzou
v_{pol}	[m/s]	výsledná rychlost definovaná polynomickou funkcí
v_s	[m/s]	střední rychlost proudění dle průřezu v ústí dýzy
v_{vib}	[m/s]	rychlost vibrací povrchu lopatky

$v_{vib.0}$	[m/s]	referenční hodnota rychlosti vibrací, 1 m/s
v_ε	[-]	koeficient rozšíření spolehlivosti, pro pásmo 95 % je roven 2
v'	[m/s]	fluktuace rychlosti proudění
\bar{v}	[m/s]	průměrná rychlost v daném bodě měření
x_i	[-]	veličina změřená v i-tém měření
\bar{x}	[-]	aritmetický průměr z měřených veličin
x,y,z	[m]	Souřadnice
Δt	[s]	časový krok simulace
Δx_{min}	[m]	rozměr nejmenší buňky výpočetní sítě
\mathcal{L}	[-]	turbulentní délkové měřítko (známé také jako integrální délkové měřítko)
∇	[1/m]	operátor nabla
∇	[-]	bezrozměrný operátor nabla
δ_{ij}	[-]	Kroneckerovo delta
$\delta_{(g)}$	[-]	Dirackova jednotková funkce
ε	[m ² /s ²]	rychlost disipace energie
κ	[-]	adiabatická konstanta
λ_T	[-]	Taylorovo mikroměřítko turbulence
μ	[Pa·s]	dynamická viskozita.
ν	[m ² /s]	kinematická viskozita vzduch
ρ	[kg/m ³]	hustota tekutiny
$\bar{\rho}_a$	[kg/m ³]	střední hustota tekutiny akustického pole
ρ'_a	[kg/m ³]	fluktuace hustoty akustického pole
τ_{ij}	[Pa]	tenzor smykových napětí v tekutině
τ_n	[s]	Kolmogorovo časové měřítko
φ	[m ² /s]	skalární rychlostní potenciál
$\vec{\vartheta}$	[m/s]	vektorový rychlostní potenciál

1. Úvod

Hluk je v současné době velice aktuálním tématem a lze předvídat, že se mu budeme ve stavbách či venkovním prostoru věnovat v budoucnu ještě pozorněji. Snahou výrobců různých zařízení, transportních sítí nebo staveb je hlučnost snižovat. Hluk je fyzikálním úkazem, který principiálně bude vznikat při fyzikálních dějích a pravděpodobně jej nebude ani v budoucnu možné eliminovat. Snaha je hluk snížit pod jistou mez, která bude pro nás chráněné osoby vyhovující a která splní hygienické limity nebo přísnější kritéria různých standardů a norem.

S plynoucím časem se vyspělost technických zařízení enormně zlepšuje. Lze říct, co bylo před pěti lety, je zastaralé. Stejně tak je to s možnostmi, jak softwarovými, tak hardwarovými. Současné měřicí přístroje dokáží měřit s velkou přesností a zaznamenávat i velice podrobné a rychlé fyzikální děje, díky čemuž si můžeme povšimnout něčeho, co bylo dříve v pozadí. Stejně je tomu v simulačním prostředí. Dnešní super počítače a vyspělé softwary dokážou simulovat děje, které byly dříve jen velice nepřesně měřitelné. Simulace bude pravděpodobně i v následné době velice náchylným prostředím na okrajové podmínky a výpočetní metody. Simulovat tak nestacionární děj, jakým je např. turbulence a s ní i aerodynamický zvuk, je velmi náročné na výpočetní čas, jelikož je nutné zachytit ohromný rozsah měřítek velikostí jednotlivých struktur, které se vzájemně ovlivňují. Současné metody a schopnosti výpočetní techniky tak pro reálné simulace umožňují pouze omezený rozsah zachycení měřítek a ty nejmenší se interpolují a odhadují jednoduššími modely. Je vždy nutné kontrolovat soulad simulací s měřenými relativně přesnými údaji.

Téma disertační práce s názvem: „Aerodynamický hluk lopatkových mříží při nízkých Machových číslech“ se zabývá vyzařováním hluku při proudění vzduchu přes lopatkovou mříž. Téma tedy kombinuje mechaniku tekutin a akustiku. Aby se zkoumaná oblast omezila, zaměření je především na nízké rychlosti proudění vzduchu, takové, se kterými je možné se setkat v oblasti vzduchotechniky. Práce se věnuje rychlostem proudění pod $0,05 \text{ Ma}$ (pod 18 m/s).

Nesprávně navržená rychlost proudění přes koncový element vzduchotechnického potrubí může celé technické řešení zkazit. Aerodynamický hluk je výsledkem nestacionárního turbulentního proudění, které se ve vzduchotechnice vyskytuje. Z logiky věci vyplývá, že nízké rychlosti proudění budou generovat menší hodnotu akustického výkonu než jak je tomu u vysokých rychlostí proudění vzduchu. Na druhou stranu tvar a tuhost obtékaného předmětu hraje vedle rychlosti proudění také významnou roli. Věda se v minulosti a i dnes stále soustředí zejména na střední a vysoké, resp. extrémně vysoké, rychlosti proudění v podzvukových a nadzvukových rychlostech proudění vzduchu. Odůvodnění je takové, že s vysokými rychlostmi proudění je úzce spjat letecký průmysl, s o něco nižšími rychlostmi zase vlaky, rychlovlaky nebo automobilový průmysl a tato odvětví průmyslu pokročila za posledních 50 let z hlediska vývoje velký kus cesty. Spousta autorů se věnovala a věnuje tvarování

profilu křídel letadel, trupu, lopatek proudových motorů, vrtulím helikoptér, podvozkům letadel nebo větrným elektrárnám. U automobilů se z hlediska aerodynamického hluku sleduje zejména karosérie, zpětná zrcátka, čelní nárazníky, antény rádií atd. Dalším podstatným odvětvím jsou vysokorychlostní vlaky, které jsou sice aerodynamicky konstruované, nicméně významnou roli ve vyzařování hluku představuje obtékání sběračů proudu z trolejového vedení.

Experimentálně zkoumat aerodynamický hluk je podmíněno tichým zdrojem proudu vzduchu, který musí být velice dobře zatlumen, aby se v proudu neprojevoval zdroj ventilátor, který je dominantním zdrojem hluku zejména při nízkých Machových číslech. Dalším aspektem je samotná experimentální vyústka, která by měla mít vyrovnaný rychlostní profil tak, aby zde nevznikaly nadbytečné výraznější turbulence, které by mohly ovlivnit výsledky měření hluku od obtékání předmětu, tj. lopatky vzduchotechnické (VZT) mříže. Je zřejmé, že realizace aeroakustického tunelu pro měření např. hluku při obtékání automobilů bude velice nákladná záležitost. Z těchto důvodů se valná většina vědeckých pracovišť a tím i článků věnuje zejména simulacím v CFD prostředí. Pro provedení simulace je potřeba mít výkonný počítač a dostatečné zkušenosti s výkladem získaných výsledků. Důležité je mít kontrolu vypočítaných výsledků. Správný postup je provádět oboje, simulaci a experiment, na jehož základě lze ověřit správnost simulovaných výsledků.

Záměrem disertační práce je prozkoumat oblast aerodynamického hluku při obtékání lopatkových mříží koncových elementů při nízkých Machových číslech proudění, a to jak v teoretické oblasti, experimentální, tak i v CFD simulacích. Experiment poskytne reálné údaje o generování zvuku při obtékání, zatímco CFD simulace umožní reálnou aplikaci teoretických poznatků a umožní zviditelnit dění při obtékání. V této disertační práci je přístup experimentální a simulační a výsledky těchto přístupů jsou vzájemně porovnány. Funkční CFD model je velice efektivní nástroj pro definování lepší geometrie lopatek, což je i následně použito pro vlastní návrh vhodnější geometrie lopatek, která má dle provedených experimentů významný vliv na vznik, resp. redukci zejména diskretních tónů.

2. Rešerše současného stavu

Aerodynamickým zdrojům hluku v oblasti nízkých Ma , resp. pod $0,05 Ma$, nebyla v minulosti v rámci odborné veřejnosti věnována velká pozornost. Má to několik důvodů. Při nízkých rychlostech proudění je generován nízký hluk, při provedení experimentu se zde naráží na vlastní hluk pozadí laboratoře, resp. hluk od samotného zdroje proudu vzduchu. Tento i tak nízký hluk ovšem v pobytových místnostech může nejen překračovat hygienické limity dané nařízením vlády [43], ale zejména obtěžovat člověka při odpočinku a relaxaci.

Pro prezentaci objektivních výsledků je nutné dodržet určitý minimální odstup hluku pozadí od měřeného hluku. Stejně tak simulační nástroje jsou nastaveny zejména na vyšší rychlosti proudění pro letectví, automobily, turbínové stroje, jelikož tyto zdroje představují významný zdroj hluku, a proto se jim celá řada autorů věnuje. Naopak nízké rychlosti proudění představují užší oblast zájmu a lze se s nimi setkat právě v oblasti techniky prostředí např. u nuceného větrání.

2.1 Odborná literatura v problematice

Teoretické základy aerodynamického hluku publikoval Lighthill. Ve svých publikacích z let 1951 a 1954 [38] a [39] odvozuje vztahy pro výpočty generování aerodynamického hluku ze základních rovnic mechaniky tekutin: rovnice kontinuity a pohybové rovnice, a vzniká pojem Lighthillův tenzor a tzv. Lighthillova analogie. Tato teorie byla modifikována a upravována dalšími autory. Výchozí vlnová rovnice není o nic méně obtížně řešitelná jako nestacionární Navier-Stokesovy rovnice. Proto se zavádí další zjednodušení a omezení členů, které pro daný případ řešení nejsou významné [16]. Současné simulační softwary CFD pro aerodynamický hluk vychází z těchto teorií, např. model Proudman's Formula nebo The Ffowcs-Williams and Hawkings Model. Aerodynamický hluk je způsobený turbulentním prouděním vzduchu. Akustický výkon proudu vzduchu je závislý na rychlosti proudění jako nejhlavnější okrajové podmínce. V podzvukové oblasti proudění je závislost akustického výkonu na rychlosti proudění dle [45] od 4. do 8. mocniny rychlosti (mocnina stoupá s rychlostí proudění). V případě nadzvukové oblasti dochází ke zlomu a závislost spadne ke třetí mocnině. Teoretické úvahy o vzniku aerodynamického hluku vytvořil také Ribner [51] se svoji dilatační teorií. Další teoretické poznatky jsou od autorů Michalke [42] a Pao a Lawson [46], kteří přichází se spektrální teorií, kde je nutná znalost proudového pole. Jak vyplývá z dosud provedených experimentů, bude právě spektrální rozbor proudového pole, konkrétně frekvenční závislost fluktuací rychlosti turbulentního proudění, to zásadní pro kvalitativní analýzu naměřeného aerodynamického hluku. V současné době nelze prakticky s jistotou říct, jakou oblast spektra hluku způsobuje skutečně turbulentní proudění a jakou část způsobuje vibrace obtékaného předmětu, jež vyvolává dynamické působení fluktuací proudu vzduchu na obtékaný předmět.

Dynamické působení proudu vzduchu z trysky na tuhý předmět, konkrétně plechovou desku, popisuje J. H. Chou ve své publikaci [8]. Nejprve autor zkoumá frekvence fluktuací zatopeného proudu a následně odezvu plechové desky při působení proudu vzduchu v různých vzdálenostech od vyústky. Výsledkem je shoda frekvence fluktuací turbulentního proudění a frekvencí, na kterých se dominantně vyzáří hluk. Rezonanční frekvence plechu, do něhož naráží proud vzduchu, se shodují s frekvencemi fluktuací turbulentního proudění a měřeného zvuku, resp. jsou mezi nimi přirozené násobky.

Práce L. Putty [49] se zabývá měřením hlučnosti při obtékání jedné a dvou lopatek, podobně jako je tomu v této disertační práci. Jsou zde i uvedeny výsledky měření intenzity turbulence kolem lopatky, a dokonce jsou zde uvedena FFT spektra samotné vyústky a vyústky s lopatkou. Není zde ale uvedena zmíněná spojitost mezi spektrem hluku a fluktuacemi proudění. Práce dochází k potvrzení extrému ve spektru hluku při $Sh = 0,2$.

Rozsáhlou experimentální práci vydal W. F. King [21], [20] a [22], který provádí měření aerodynamického hluku od obtékání různých tvarů tyčí. Práce se věnuje větším rychlostem proudění kolem 30 až 60 m/s a praktický účel má v řešení elektrických sběračů trolejí vlaků. Jsou zde uvedeny metody snížení aerodynamického hluku při obtékání předmětů. Zdrsnění povrchu obtékaného předmětu sníží diskrétní složky ve spektru hluku (v tomto experimentu byl povrch tyče o průměru 30 mm zdrsněn výčnělkou výšky 0,5 mm). Autor to vysvětluje tím, že zdrsněný povrch válce přiměje laminární mezní vrstvu přejít do turbulence a tím zřejmě dojde ke snížení vytváření intenzivních vírů za válcem. Další způsob spočívá ve výběžku tvaru kvádrů na jedné straně válce, který po celé délce redukuje vznik vírů za tělesem. Omezení hlučnosti opět spočívá ve snížení diskrétních tónů od vírů za tělesem. Rozhodující je přitom poměr šířky kvádrového výběžku vůči průměru válce. Poslední způsob snížení hlučnosti aerodynamického hluku od obtékání tyčí spočívá v umístění plochého tělesa za obtékaný předmět. Tím dojde k výraznému narušení pravidelných vírů za tělesem a ke snížení hlučnosti.

2.2 Současný stav v praxi

Dominantním zdrojem hluku v rozvodech VZT je ventilátorová jednotka, která principiálně představuje kombinaci aerodynamických a mechanických zdrojů hluku jako jsou valivá ložiska a magnetostrikční jevy elektromotoru, které se projevují např. působením frekvenčního měniče otáček. Ve většině VZT jednotek se dnes používají buď střídavé motory, u kterých se právě projevuje navýšený hluk vlivem frekvenčního měniče otáček, nebo stejnosměrné EC motory, které jsou principiálně tišší. Hlavní zdroj hluku je však ventilátorové kolo, které je v mnoha případech VZT jednotek řešené jako radiální ventilátor s dozadu zahnutými lopatkami. Výhoda těchto ventilátorových kol je jejich snadná montáž do boxu ventilátorové skříně. Nejsou zde náběhy pro zrovnoměnění proudu nebo náznak spirální skříně, což má za následek skokové zvětšení tlakové ztráty

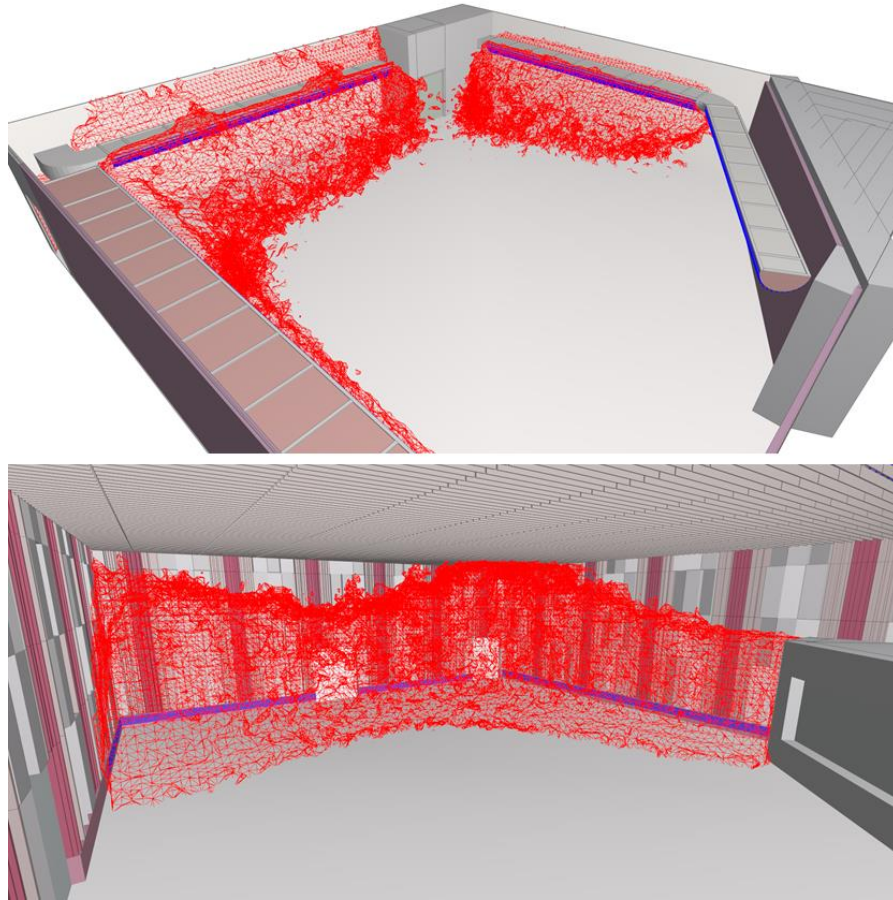
jednotky. Tlaková ztráta tohoto způsobu uspořádání se projeví na účinnosti celého ventilátoru, která může být přibližně 60 %.

Hluk ventilátoru, který je vyzařován do potrubí, je možné ztlumit absorpčními tlumiči hluku, které jsou běžně používané. Buňkové tlumiče oproti kulisovým mají tu výhodu, že vlivem skládání sousedních buněk vedle sebe, dochází ke zvětšování tloušťky absorpční vrstvy (minerální izolace tvořící stěnu buňkového tlumiče hluku). Útlum zvuku absorpcí tlumí střední a vyšší frekvence. Účinnost útlumu tlumiče je závislá na tloušťce absorpční vrstvy, která je konstrukčně a dispozičně omezená. Nízké frekvence jsou absorpcí tlumeny málo. Nízké frekvence, které u ventilátorů bezesporu jsou, bývají tlumeny v rámci ostatních prvků potrubí jako regulační klapky, rozbočky nebo různé lomené kanály. K významnému útlumu nízkých frekvencí dochází náhlým rozšířením kanálu, tj. na konci potrubního systému na vyústce, kde se projevuje tzv. útlum reflexí. Pro projektanta je tento princip poslední záchranou a pro výpočet se s ním často neuvažuje pro bezpečnost výpočtu.

Dalším zdrojem hluku je vlastní hluk elementů v potrubní síti. Vlastní hluk je projevem aerodynamického hluku, který vzniká při výskytu turbulentního proudění kolem daného prvku, tedy téměř ve všech aplikacích vzduchotechniky. Vlastní hluk elementu (celková hladina akustického výkonu nebo tlaku A) je přímo závislý na rychlosti proudění vzduchu, a to může být s 4. až 8. mocninou rychlosti proudění vzduchu [45], tzn. zdvojnásobení rychlosti proudění vzduchu navýší hluk po korekci váhovým filtrem A až o cca 20 dB. Zvyšování rychlosti proudění má za následek zvyšování intenzity turbulence kolem daného prvku a tím dochází ke zvyšování výchylek fluktuací tlaku a rychlosti vůči střední hodnotě. Principiálně je právě generování hluku od proudění závislé na pohybu tekutiny, na její fluktuaci, což je rozruch, který se do okolí projevuje jako mechanické vlnění, resp. zvukové vlny (tlakově nesourodé prostředí v pravidelných vlnách = akustický tlak). Tedy existuje přímá souvislost mezi chováním tekutiny, prouděním a generováním akustického tlaku do okolí. Jeden z významných problémů hotové potrubní VZT sítě je právě projev vlastního hluku elementů, zejména pak koncové vyústky, do místnosti s nárokem na hluk pozadí. Zásadní „akustická“ úprava, kterou je nutné vždy v rozvodné síti provést, u prostorů s velkými akustickými nároky na hluk pozadí, je snížení rychlosti proudění v distribuční síti.

Prostory s nárokem na hlukové pozadí nemusí být pouze extrémní případy nahrávacích studií, zkušeben nebo hudebních sálů, jsou jimi i samotné prostory pro bydlení a nemocniční lůžka. Nahrávací studia a zkušebny jsou kapitolou samy pro sebe. Bohužel si právě takové prostory často vybírají daň za přílišný nárok na zvukové pozadí, a právě aerodynamický zvuk od koncových elementů je významným faktorem v projektu akustiky. Na Obr. 2-1 je uveden 3D pohled do zkušebních hudebních sálů Státní opery z výpočetních modelů akustiky s hlukovými 3D pásmy hladiny akustického tlaku A $L_{pA} = 25$ dB [2]. Takových projektů na našem území není mnoho a přístup v řešení celého větracího systému musí být řešen komplexně s důrazem na nízkou hlučnost

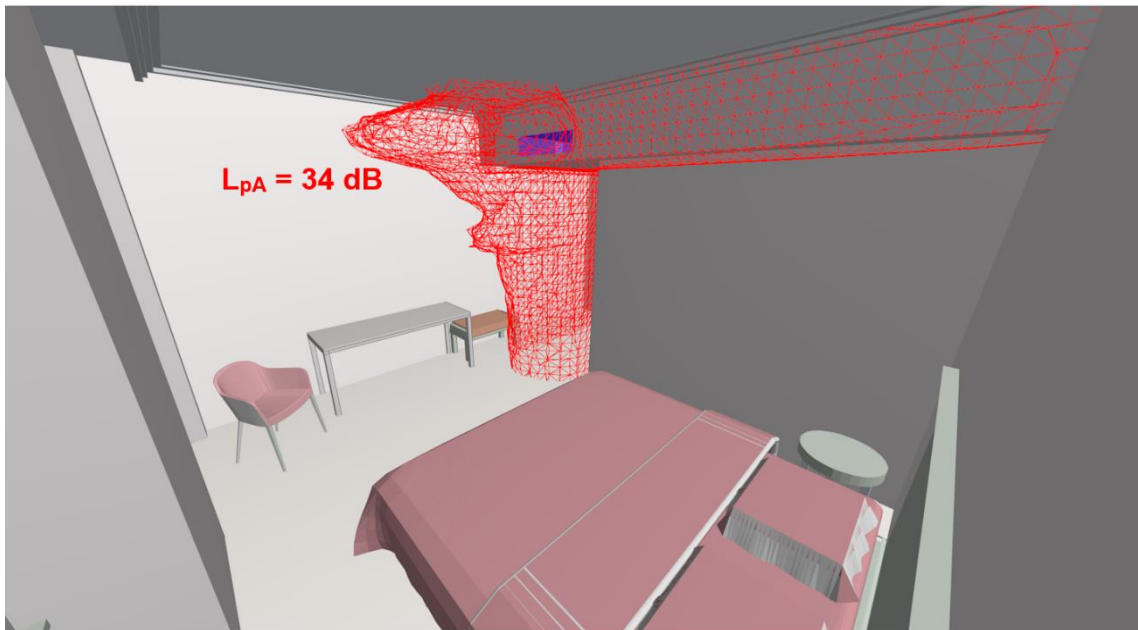
celého systému. Proto je nutné takové projekty řešit s využitím současných simulačních nástrojů, se kterými je možné návrh upravit tak, aby požadované limity byly dosaženy.



Obr. 2-1 Ukázky simulace v prostředí Cadna R (Datakustik GmbH) hluku generovaného od VZT systému v prostoru hudebních zkušeben Státní opery, průběh izofony $L_{pA} = 25$ dB, převzato z [2].

Zmíněné prostory bytových jednotek, popř. nemocničních lůžek, jsou dle [43] tzv. vnitřními chráněnými prostory staveb. Pro TZB (technická zařízení budov) platí velice přísné limity zvuku v maximální hladině akustického tlaku A. U bytů je to $L_{AMAX} = 30$ dB pro noc, u lůžkových prostor nemocnic $L_{AMAX} = 25$ dB pro noc. Navíc jsou limity zpřísněné o dalších 5 dB, tj. 25, resp. 20 dB, v případě výskytu tónové složky ve spektru hluku. Koncové elementy VZT typu lopatkové mříže z pohledu generování aerodynamického hluku výrazným zdrojem tónových složek. V minulosti tématu hlučnosti od větrání v bytech sice byla věnována pozornost, minimálně z pohledu legislativy, ovšem jednalo se převážně o nadstandardní bydlení. V současné době je nucené větrání vnitřních prostor bytů „standardem“, zejména ve městech u hlavních komunikací, jelikož při novelizaci legislativy [43], zákon umožňuje umísťovat chráněnou zástavbu do hlukově nadlimitních prostor (zejména kvůli hluku z dopravy) pokud bude mít zajištěné nucené větrání, tj. systém VZT, což je i dnes podmíněno tepelně technickými požadavky, tzv.

nízkoenergetických a pasivních domů, které jako zdroj tepla využívají tepelná čerpadla. Doslova, tak vznikl ve stavebnictví „boom“ zejména lokálního větrání vnitřních prostor k bydlení, které mají před okny nadlimitní hlukové poměry. To má za následek výrazně větší počet návrhů větrání bytových domů, ale i jiných prostor, u kterých je vhodné využívat simulačních nástrojů pro správný návrh jejich maximální hlučnosti. Na Obr. 2-2 je ukázka hlukové zátěže od VZT v hotelovém pokoji. Nucené větrání je tak dalším zdrojem zvuku zatěžujících nejen chráněné vnitřní prostory staveb, u kterých je pak nutné dostatečně dimenzovat zvukovou izolaci fasády, zejména při současném trendu velkoformátových a celoprosklených konstrukcí obvodových stěn.



Obr. 2-2 Ukázky simulace v prostředí Cadna R (Datakustik GmbH) hluku generovaného od VZT systému v prostoru hotelového pokoje, průběh izofony $L_{pA} = 34 \text{ dB}$, převzato z [2].

3. Formulace cílů práce

Tato práce se zabývá aerodynamickým hlukem generovaným při obtékání koncových elementů systémů VZT – lopatkových mříží při nízkých Machových číslech. Disertační práce je experimentálního charakteru s využitím CFD simulací. Jednotlivé cíle práce jsou stanoveny následovně:

- Cílem v oblasti teorie je nalézt spojitost mezi fluktuacemi turbulentního proudění, stejně jako vibracemi obtékaného předmětu a následným generovaným akustickým tlakem v přímém akustickém poli. Řešení tohoto cíle s ohledem na získání zcela nových poznatků předpokládá experimentální přístup. Tak bude možné teoreticky řešit předpokládaný výskyt frekvenčních peaků Strouhalových čísel na bezrozměrném Reynoldsově čísle.
- Vytčeným cílem pro praxi je návrh vhodného tvaru lopatky VZT mříže s minimálním akustickým výkonem generovaným do okolí. Tento cíl je však řešitelný pouze za podmínky úspěšně vyřešeného prvního cíle a provedení úspěšné řady rozsáhlých experimentů.

4. Teoretické poznatky aerodynamického hluku

V této kapitole je proveden detailní rozbor problematiky vzniku aerodynamického hluku, od základů mechaniky tekutin, tj. rovnice zachování hmoty, energie a pohybové rovnice, až po schopnost tekutiny generovat zvukové vlny. Teoretické poznatky obsažené v této kapitole jsou pak využity pro definování podmínek realizace simulačních modelů včetně provedení simulace aerodynamického hluku při obtékání vybraného profilu běžné lopatky užívané jako koncový element VZT mříže.

4.1 Analogie mezi proudovým a akustickým polem

Proudové i akustické pole je vektorové pole. Obecně lze rychlost ve vektorovém poli popsat vztahem [61]:

$$\vec{v} = \nabla\varphi + \nabla \times \vec{\vartheta} \quad (4-1)$$

kde je

\vec{v}	[m/s]	vektor rychlosti,
φ	[m ² /s]	skalární rychlostní potenciál,
$\vec{\vartheta}$	[m/s]	vektorový rychlostní potenciál.

Pole může být vířivé i nevířivé. Pro nevířivé pole platí, že: $\nabla \times \vec{v} = 0$ nebo $\text{rot}\vec{v} = 0$. Akustické pole je nevířivé. Ke vzniku možného víření akustického pole dochází při nárazu zvukových vln na překážku. Pro řešený případ generování zvuku způsobený aerodynamickým hlukem je třeba se omezit na volné akustické pole bez uvažování odrazů. Pro takový případ lze použít metodu výpočtu The Ffowcs-Williams and Hawkings [13], která řeší vznik hluku u zdroje, tj. obtékaného předmětu a pak následně se hluk ke sledovanému bodu počítá na základě řešení vlnových rovnic.

Pro akustické pole lze definovat akustickou rychlost jako: $\vec{v}_a = \nabla\varphi$, kde hodnota φ představuje tzv. rychlostní potenciál. Pro matematické operace je vhodnější používat právě rychlostní potenciál místo akustické rychlosti (akustická rychlost definuje rychlost kmitání vlnění, tj. rychlost zhušťování a zředňování molekul vzduchu).

Pro reálné proudové pole jednoznačně platí, že je to pole vířivé, tj. $\nabla \times \vec{v} \neq 0$. Generování aerodynamického hluku je způsobeno turbulentním prouděním, ve kterém dochází k rotaci. Matematický člen rotace se vyskytuje v konvektivním členu materiálové derivace rychlosti:

$$\frac{D\vec{v}}{Dt} = \frac{\partial\vec{v}}{\partial t} + \vec{v}\nabla\vec{v} = \frac{\partial\vec{v}}{\partial t} + \frac{1}{2}\nabla\vec{v}^2 - \vec{v} \times \text{rot}\vec{v} \quad (4-2)$$

kde je

$\frac{\partial\vec{v}}{\partial t}$	[m ² /s]	skalární rychlostní potenciál,
--------------------------------------	---------------------	--------------------------------

$\vec{v}\nabla\vec{v}$	[m/s ²]	konvektivní člen, charakterizuje konvekci,
t	[s]	čas.

Pole může být také nezářidlové, pokud platí, že: $\nabla\vec{v} = 0$ nebo $\text{div}\vec{v} = 0$. Pole nezářidlové pak na základě rovnice kontinuity vykazuje konstantní hustotu, jelikož platí:

$$\frac{\partial\rho_a}{\partial t} + \rho_a(\nabla\vec{v}) + \vec{v}(\nabla\rho_a) = \nabla\vec{v} = 0 \quad (4-3)$$

kde je

ρ	[kg/m ³]	hustota tekutiny.
--------	----------------------	-------------------

Zvuk se v nestlačitelné tekutině, která vykazuje konstantní hustotu, nešíří. Zvuk se šíří pouze v prostředí, které je stlačitelné a může tak přenášet mechanické vlnění. Obecně lze celkové hodnoty rychlosti \vec{v} , tlaku p nebo hustoty ρ (stejně tak i teploty) popsat jako součet střední hodnoty (ozn. pruhem) a flukтуаční složky (ozn. čárkou) a to jak pro proudové, tak akustické pole:

$$\begin{aligned} \vec{v} &= \bar{v} + v' \\ p &= \bar{p} + p' \\ \rho &= \bar{\rho} + \rho' \end{aligned} \quad (4-4)$$

Pokud proudové pole, v našem případě proud vzduchu, vykazuje flukтуаční složky výše uvedených veličin, vyzařuje akustickou energii. Fluktuace v proudění vzduchu vykazují často mnohem větší hodnoty než 10 % vůči středním hodnotám, zatímco v akustickém poli je flukтуаční složka výrazně menší (řádově) než střední složky.

U proudového pole dochází k přenosu hybnosti, hmoty a teploty. Zvuk se šíří mechanickým vlněním, nedochází zde k přenosu hmoty (částice kmitají kolem své rovnovážné polohy). Přenos zvuku je děj adiabatický. Změny při předávání hybnosti během šíření zvuku jsou tak rychlé, že nedojde k přenosu tepla mezi zhuštěným a zředěným místem. Šíření zvuku je také izoentropická změna, pohyby vlnění nevyvolávají vznik tepla třením ani se třením energie neztrácí. Tato práce se omezuje na šíření zvuku ve volném prostoru bez překážek.

4.2 Akustická aproximace

Akustický děj je velice rychlý a zastoupený ve velkém rozsahu měřítek velikostí od velkých po malá měřítká. Řádový rozsah měřítek pak vede k zavedení decibelových stupnic. Aby bylo možné akustický děj popsat matematickým výrazem, byly v minulosti řadou autorů zavedeny určité předpoklady a zjednodušení.

4.2.1 Aproximace pro rovnici zachování energie

Je uvažováno, že tekutina je neviskózní, tepelně nevodivá a nedochází k přemístění hmoty konvekcí. Ztráty třením se neuvažují. Jedná se o vratný děj. Pro akustické vlnění platí rovnice pro izoentropickou stavovou změnu ideálního plynu, rovnice zachování energie (1. termodynamický zákon) a zákon o entropii (2. termodynamický zákon) v následujícím tvaru:

$$\frac{p_a}{\rho_a^\kappa} = konst = \frac{\bar{p}_a}{\bar{\rho}_a^\kappa} \quad (4-5)$$

$$\frac{D}{Dt} \left(\frac{p_a}{\rho_a^\kappa} \right) = 0 \quad (4-6)$$

$$dS = \frac{dQ}{T} \quad (4-7)$$

kde je

p_a	[Pa]	celková hodnota tlaku,
\bar{p}_a	[Pa]	střední hodnota tlaku (u akustické energie je to barometrický tlak),
κ	[-]	adiabatická konstanta (pro dvouatomové plyny, tj. vzduch, je rovna 1,4),
$\bar{\rho}_a$	[kg/m ³]	střední hustota tekutiny zvukového pole,
S	[J/K]	entropie (charakterizuje míru degradace energie),
Q	[J]	teplo (energie, kterou předává teplejší kontrolní objem chladnějšímu),
T	[K]	termodynamická teplota.

Stavovou rovnici (4-5) lze rozepsat pomocí Taylorova polynomu pro konstantní entropii a střední hustotu [61]:

$$\begin{aligned} p_a &= \bar{p}_a + \left(\frac{\partial p_a}{\partial \rho_a} \right)_{s, \bar{\rho}_a} (\rho_a - \bar{\rho}_a) + \frac{1}{2!} \left(\frac{\partial^2 p_a}{\partial \rho_a^2} \right)_{s, \bar{\rho}_a} ((\rho_a - \bar{\rho}_a))^2 \\ &\quad + \frac{1}{3!} \left(\frac{\partial^3 p_a}{\partial \rho_a^3} \right)_{s, \bar{\rho}_a} ((\rho_a - \bar{\rho}_a))^3 + \dots \\ p_a &= \bar{p}_a + A \left(\frac{\rho_a - \bar{\rho}_a}{\bar{\rho}_a} \right) + \frac{1}{2} B \left(\frac{\rho_a - \bar{\rho}_a}{\bar{\rho}_a} \right)^2 + \frac{1}{6} C \left(\frac{\rho_a - \bar{\rho}_a}{\bar{\rho}_a} \right)^3 \end{aligned} \quad (4-8)$$

Kde konstanty **A**, **B** a **C** jsou definovány:

$$A = \bar{\rho}_a \frac{\partial p_a}{\partial \rho_a} \quad B = \bar{\rho}_a^2 \frac{\partial^2 p_a}{\partial \rho_a^2} \quad C = \bar{\rho}_a^3 \frac{\partial^3 p_a}{\partial \rho_a^3} \quad (4-9)$$

Pro hustotu a tlak platí:

$$\rho_a - \bar{\rho}_a = \rho'_a \quad (4-10)$$

$$p_a - \bar{p}_a = p'_a \quad (4-11)$$

kde je

A, B, C [-]	konstanty, jež lze získat měřením pro daný typ materiálu, v němž se zvuk (vibrace) šíří,
ρ'_a [kg/m ³]	fluktuace hustoty akustického pole,
p'_a [Pa]	akustický tlak.

Pokud je zhušťování molekul v malém rozsahu, jsou vyšší řády Taylorova polynomu (4-8) zanedbatelné. Koeficienty **B** a **C** udávají akustickou nelinearitu materiálu, pokud je jejich význam větší, dochází v materiálu, v němž se zvuk šíří, k lokální změně rychlosti zvuku **c**. Aerodynamický hluk při nízkých Machových číslech patří do lineární akustiky, nedochází k nadměrnému zvětšování amplitudy signálu, tj. poměr fluktuace vůči střední hodnotě je řádově menší než jedna. Do nelineární akustiky se řadí signály s vysokou amplitudou, z těch fyzikálních jevů sem patří radiační tlak, kavitace nebo generování tepla, či akustické proudění, u nichž vyšší řády parciálních derivací akustického tlaku a hustoty již nelze zanedbat. Stejně tak by se sem mohly zařadit vysoké rychlosti proudění v oblasti Machových čísel (raketové a proudové motory).

Pro izoentropický děj platí vztah pro rychlost zvuku [15]:

$$\frac{\partial p_a}{\partial \rho_a} = c^2 \quad (4-12)$$

Potom konstanta **A** ze vztahu (4-8) je:

$$A = \bar{\rho}_a c^2 \quad (4-13)$$

Pro další úvahy je nutné rozšířit vztah (4-13) fluktuací hustoty, jelikož se bude dále výraz používat pro úpravu rovnice (4-8) pro vyjádření akustického tlaku. Cílem je, za určitých předpokladů, zanedbat konstanty **A**, **B** a **C**, a tím celé řešení pro akustický tlak zjednodušit.

$$\rho'_a \frac{A}{\rho_a} = \rho'_a c^2 \quad (4-14)$$

Z rovnice (4-8) je vytknut z pravé strany výraz (4-14), zároveň jsou pro členy vyšších řádů Taylorova polynomu zachovány pro přehlednost konstanty **A**, **B** a **C**.

$$p'_a = \rho'_a c^2 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{B}{A} \frac{\rho'_a}{\rho_a} + \frac{1}{6} \frac{C}{A} \left(\frac{\rho'_a}{\rho_a} \right)^2 \right) \quad (4-15)$$

Ze stavové rovnice ideálního plynu (4-5) lze definovat funkci akustického tlaku, u kterého se provede parciální derivace podle hustoty, což definuje kvadrát rychlosti zvuku dle (4-12):

$$p_a = \bar{p}_a \left(\frac{\rho_a}{\rho_a} \right)^\kappa \rightarrow \frac{\partial p_a}{\partial \rho_a} = \bar{p}_a \kappa \left(\frac{\rho_a}{\rho_a} \right)^{\kappa-1} \frac{1}{\rho_a} = c^2 \quad (4-16)$$

Konstanty **A**, **B** a **C** z výrazů dle (4-9) lze pomocí definice parciální derivace akustického tlaku dle hustoty (4-16) definovat následovně, pro rovnovážnou polohu $\bar{\rho}_a$:

$$A = \bar{\rho}_a \frac{\partial p_a}{\partial \rho_a} = \bar{\rho}_a \kappa \bar{p}_a \left(\frac{\rho_a}{\bar{\rho}_a} \right)^{\kappa-1} \frac{1}{\bar{\rho}_a}$$

$$\text{pro } \rho_a = \bar{\rho}_a \rightarrow \mathbf{A} = \kappa \bar{p}_a \quad (4-17)$$

$$B = \bar{\rho}_a^2 \frac{\partial^2 p_a}{\partial \rho_a^2} = \bar{\rho}_a^2 \kappa (\kappa - 1) \bar{p}_a \left(\frac{\rho_a}{\bar{\rho}_a} \right)^{\kappa-2} \frac{1}{\bar{\rho}_a^2}$$

$$\text{pro } \rho_a = \bar{\rho}_a \rightarrow \mathbf{B} = \kappa (\kappa - 1) \bar{p}_a \quad (4-18)$$

$$C = \bar{\rho}_a^3 \frac{\partial^3 p_a}{\partial \rho_a^3} = \bar{\rho}_a^3 \kappa (\kappa - 1) (\kappa - 2) \bar{p}_a \left(\frac{\rho_a}{\bar{\rho}_a} \right)^{\kappa-3} \frac{1}{\bar{\rho}_a^3}$$

$$\text{pro } \rho_a = \bar{\rho}_a \rightarrow \mathbf{C} = \kappa (\kappa - 1) (\kappa - 2) \bar{p}_a \quad (4-19)$$

Výrazy (4-17), (4-18) a (4-19) pro konstanty **A**, **B** a **C** lze dosadit do rovnice (4-15) pro akustický tlak:

$$p'_a = \rho'_a c^2 \left(1 + \frac{1}{2} (\kappa - 1) \frac{\rho'_a}{\bar{\rho}_a} + \frac{1}{6} (\kappa - 1) (\kappa - 2) \left(\frac{\rho'_a}{\bar{\rho}_a} \right)^2 \right) \quad (4-20)$$

Vzhledem k tomu, že aerodynamický hluk při nízkých Machových číslech proudění vzduchu generuje „malé“ amplitudy akustického signálu (lineární akustika), čímž i fluktuace vůči střední hodnotě jsou řádově menší, platí předpoklady dle následujících vztahů:

$$R = \frac{|\rho'_a|}{\bar{\rho}_a} \ll 1 \quad (4-21)$$

$$\vec{V} = \frac{|v'_a|}{c} \ll 1 \quad (4-22)$$

kde je

v'_a [m/s] akustická rychlost (rychlost, s níž kmitají molekuly vzduchu kolem rovnovážné polohy).

Při uplatnění akustické aproximace definované dle výrazů (4-21) a (4-22) lze dospět k tzv. Stavové rovnici pro zvukové pole dle (4-23). Tato rovnice je ukazatelem, jak moc je zvukové pole odlišné od své isoentropičnosti pokud levá a pravá strana není rovna. Zároveň platí, že u akustického pole není možné zanedbat fluktuaci hustoty (tak jako je tomu např. u proudění vzduchu do 70 m/s), jelikož by pak nedocházelo ke generování akustického tlaku.

$$p'_a = c^2 \rho'_a \quad (4-23)$$

Rovnice (4-23) platí pro ideální plyn a pro isoentropický děj, čímž kmitání ve volném prostoru beze sporu je. Zároveň při malých vzdálenostech od zdroje hluku (řádově metry) lze zanedbat tření mezi molekulami a přenos tepla ze zhuštěných/zředených míst do okolí (izoentropický děj). Naopak pro velké vzdálenosti (např. hluk od dálničních komunikací) šíření zvuku řádově stovky metrů daleko dochází

k výraznému vlivu viskozity plynu a také tepelných inverzních proudů např. od sluncem zahřátých povrchů.

4.2.2 Aproximace pro rovnici zachování hmoty

Přístup k problematice je podobný jako u Reynoldsových rozkladů používaných pro řešení turbulentního proudu, metoda středování. Vychází se z rozložení absolutní hodnoty na střední a flukтуаční část dle vztahu (4-4). Je dána rovnice kontinuity, proměnné se rozloží na střední a flukтуаční složky. Pozn.: akustická rychlost je rychlost kmitání částice kolem rovnovážné polohy, tudíž střední složka $\overline{v_a} = 0$.

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \nabla(\rho_a \vec{v}) &= \frac{\partial(\overline{\rho_a} + \rho'_a)}{\partial t} + \nabla((\overline{\rho_a} + \rho'_a)v'_a) = 0 \\ \frac{\partial \overline{\rho_a}}{\partial t} + \frac{\partial \rho'_a}{\partial t} + \overline{\rho_a} \nabla v'_a + \rho'_a \nabla v'_a + v'_a \nabla \overline{\rho_a} + v'_a \nabla \rho'_a &= 0 \\ \frac{\partial \rho'_a}{\partial t} + \overline{\rho_a} \nabla v'_a + \nabla(\rho'_a v'_a) &= 0\end{aligned}\quad (4-24)$$

Rovnice (4-24) bude v následujících krocích „zbezrozměněna“ z důvodu provedení rozboru významnosti jednotlivých členů, podobně jako u vztahu (4-20). Pro tento krok se do vztahu (4-24) dosadí výrazy (4-21) a (4-22). Pro čas, souřadnice a operátor nabla je zavedena definice [16]:

$$\begin{aligned}T = \frac{t}{T_0} &\rightarrow \frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial T} \frac{dT}{dt} = \frac{1}{T_0} \frac{\partial}{\partial T} \\ X = \frac{x}{cT_0} &\rightarrow \frac{\partial}{\partial x} = \frac{1}{cT_0} \frac{\partial}{\partial X} \\ Y = \frac{y}{cT_0} &\rightarrow \frac{\partial}{\partial y} = \frac{1}{cT_0} \frac{\partial}{\partial Y} \\ Z = \frac{z}{cT_0} &\rightarrow \frac{\partial}{\partial z} = \frac{1}{cT_0} \frac{\partial}{\partial Z} \\ \nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right) &= \frac{1}{cT_0} \left(\frac{\partial}{\partial X}, \frac{\partial}{\partial Y}, \frac{\partial}{\partial Z} \right) = \frac{1}{cT_0} \nabla\end{aligned}\quad (4-25)$$

kde je

t	[s]	perioda,
T_0	[s]	charakteristický čas,
x, y, z	[m]	souřadnice,
∇	[1/m]	operátor nabla,
∇	[-]	bezrozměrný operátor nabla.

Po dosazení bezrozměrných kritérií (4-25), (4-21) a (4-22) do rovnice (4-24) se získá bezrozměrná rovnice kontinuity:

$$\frac{\bar{\rho}_a}{T_0} \frac{\partial R}{\partial T} + \bar{\rho}_a \frac{1}{T_0} \nabla \vec{V} + \frac{\bar{\rho}_a}{T_0} \nabla (R \vec{V}) = 0 \quad (4-26)$$

$$\frac{\partial R}{\partial T} + \nabla \vec{V} = 0 \quad (4-27)$$

Vzhledem k tomu, že bezrozměrná kritéria pro hustotu a akustickou rychlost jsou výrazně menší než jedna, lze vztah (4-26) ještě zjednodušit na (4-27). Po dosazení proměnných za bezrozměrná kritéria, vyjde definice tzv. Rovnice kontinuity po akustické aproximaci.

$$\frac{\partial \rho'_a}{\partial t} + \bar{\rho}_a \nabla v'_a = 0 \quad (4-28)$$

4.2.3 Aproximace pohybové rovnice

Pohybovou rovnici definuje Navier-Stokesova rovnice. V akustickém poli se neuvažují objemové síly, např. gravitační síla, tudíž tento člen v N-S rovnici není uveden:

$$\frac{\partial(\rho_a \vec{v})}{\partial t} + \nabla((\rho_a \vec{v} \vec{v}) + p_a) = \mu \nabla^2 \vec{v} \quad (4-29)$$

nebo přepis této rovnice:

$$\rho_a \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} \right) + \nabla p_a = \mu \nabla^2 \vec{v} \quad (4-30)$$

kde je

μ [Pa·s] dynamická viskozita.

V rovnici (4-29), resp. (4-30), člen na pravé straně popisuje tření v tekutině. Při aproximaci odvozování rovnic pro volné akustické pole je jeden ze základních předpokladů, že se jedná o izoentropický děj. Při izoentropickém ději nedochází k přenosu tepla, čímž lze i předpokládat, že nemůže fungovat transformace třecích sil na tepelnou energii. Celé úvaze pomáhá fakt, že člen na pravé straně rovnice je řádově menší než ostatní. Dalším předpokladem tedy je, že člen na pravé straně rovnice (4-29) bude roven 0.

Absolutní hodnoty veličin v rovnicích (4-29) a (4-30) se rozloží na střední a flukтуаční části. U střední hodnoty akustického tlaku (barometrický tlak) předpokládáme homogenní uspořádání, tedy nemění se s polohou.

$$\begin{aligned} (\bar{\rho}_a + \rho'_a) \left(\frac{\partial v'_a}{\partial t} + (v'_a \nabla) v'_a \right) + \nabla(\bar{p}_a + p'_a) &= 0 \\ \bar{\rho}_a \frac{\partial v'_a}{\partial t} + \rho'_a \frac{\partial v'_a}{\partial t} + \bar{\rho}_a (v'_a \nabla) v'_a + \rho'_a (v'_a \nabla) v'_a + \nabla p'_a &= 0 \end{aligned} \quad (4-31)$$

Opět lze zavést bezrozměrné veličiny dle vztahů (4-21), (4-22) a (4-25) a navíc zavést bezrozměrnou veličinu pro akustický tlak (4-32) a provést zbezrozměnění rov. (4-31).

$$P = \frac{|p'_a|}{\bar{p}_a} \ll 1 \quad (4-32)$$

$$\underbrace{\frac{\rho'_a}{R} \frac{\partial \vec{V}}{\partial T}}_I + \underbrace{R \bar{\rho}_a \frac{\partial \vec{V}}{\partial T}}_{II} + \underbrace{\frac{\rho'_a}{R} (\vec{V} \nabla) \vec{V}}_{III} + \underbrace{R \bar{\rho}_a (\vec{V} \nabla) \vec{V}}_{IV} + \underbrace{\frac{1}{c^2} \nabla (P \bar{p}_a)}_V = 0 \quad (4-33)$$

Jednotlivé členy v (4-33) jsou řádově různě veliké a lze pro to některé zanedbat [16].

- I člen nelze zanedbat,
- II a III členy lze zanedbat, hodnotu zmenšuje přítomnost R a $\vec{V} \ll 1$,
- IV člen je nejmenší z rovnice, je zde součin R a $\vec{V} \ll 1$,
- V člen nelze zanedbat.

Výsledek zjednodušení, resp. zanedbání řádově malých členů z rovnice (4-33):

$$\frac{\rho'_a}{R} \frac{\partial \vec{V}}{\partial T} + \frac{1}{c^2} \nabla (P \bar{p}_a) = 0 \quad (4-34)$$

Po zpětném dosazení za bezrozměrné veličiny do rovnice (4-34) lze získat tzv. Pohybovou rovnici po akustické aproximaci:

$$\bar{\rho}_a \frac{\partial v'_a}{\partial t} + \nabla p'_a = 0 \quad (4-35)$$

4.3 Popis akustického pole

Cílem matematického popisu akustického pole je ze základních rovnic mechaniky tekutin, vytvořit rovnici, která by popsala akustický děj se zavedením kombinace změny polohy a času, a to s využitím určité výhody tohoto děje, periodické opakovatelnosti.

4.3.1 Výchozí rovnice pro popis akustického pole

Výchozí rovnice pro popis akustického pole byly odvozeny v předchozích kapitolách. Jsou to tzv. linearizované Eulerovy rovnice. Analogicky jsou to „Maxwellovy“ rovnice pro akustické pole.

$$p'_a = c^2 \rho'_a \quad (4-36)$$

$$\frac{\partial \rho'_a}{\partial t} + \bar{\rho}_a \nabla v'_a = 0 \quad (4-37)$$

$$\bar{\rho}_a \frac{\partial v'_a}{\partial t} + \nabla p'_a = 0 \quad (4-38)$$

Šíření zvuku je řešeno pomocí vlnových rovnic, které vychází ze základních rovnic uvedených výše (4-36), (4-37) a (4-38). V technické praxi nelze fluktuaci hustoty změřit. Efektivně lze změřit akustický tlak a případně akustickou rychlost (např. vibrace).

Proto je nutné do vlnových rovnic dosadit akustický tlak, popř. rychlost. Pomocí rovnice (4-36) lze vyjádřit fluktuaci hustoty a dosadit do (4-37).

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial p'_a}{\partial t} + \bar{\rho}_a \nabla v'_a = 0 \quad (4-39)$$

Cílem odvození je získat jednu rovnici, ve které se bude nacházet vyšetřovaná funkce (akustický tlak, hustota) a konstanta popisující rychlost šířené změny v daném prostředí, tj. rychlost zvuku c . Obecně známý postup, jak toho docílit, je popsán např. v [40], kde u rovnice (4-39) se provede derivace podle času (4-40) a u rovnice (4-38) derivace podle souřadnic (4-41).

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p'_a}{\partial t^2} + \bar{\rho}_a \frac{\partial}{\partial t} (\nabla v'_a) = 0 \quad (4-40)$$

$$\bar{\rho}_a \nabla \frac{\partial v'_a}{\partial t} + \nabla^2 p'_a = \bar{\rho}_a \frac{\partial}{\partial t} (\nabla v'_a) + \nabla^2 p'_a = 0 \quad (4-41)$$

První člen v rovnici (4-41) je hladká a spojitá funkce, jsou tak splněny podmínky Schwarzovy věty a lze tedy prohodit derivace, a rovnice (4-40) a (4-41) od sebe odečíst. Pak vznikne vlnová rovnice pro akustický tlak (pro volné akustické pole bez odrazů nebo zdrojů – homogenní vlnová rovnice popisující vlnění):

$$\frac{\partial^2 p'_a}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 p'_a = 0 \quad (4-42)$$

nebo přepis rovnice pro hustotu:

$$\frac{\partial^2 \rho'_a}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 \rho'_a = 0 \quad (4-43)$$

Bývá zvykem pracovat s rychlostním potenciálem, na jehož základě lze pak určit akustickou rychlost a akustický tlak. Ze vztahu (4-1), za předpokladu nezářidlového pole (tj. akustické pole), lze definovat akustickou rychlost jako derivaci skalárního potenciálu (4-44), tzv. rychlostní potenciál.

$$v'_a = \nabla \varphi \quad (4-44)$$

Do rovnice (4-38) lze dosadit za akustickou rychlost vztah (4-44).

$$\bar{\rho}_a \frac{\partial \nabla \varphi}{\partial t} + \nabla p'_a = \nabla \left(\bar{\rho}_a \frac{\partial \varphi}{\partial t} + p'_a \right) = 0 \quad (4-45)$$

Řešením diferenciální rovnice (4-38) je:

$$p'_a = -\bar{\rho}_a \frac{\partial \varphi}{\partial t} + K(t) \quad (4-46)$$

kde je

$K(t)$ [Pa] konstanta vzniklá na základě integrace, lze ji položit rovnu 0.

Do rovnice (4-39) lze dosadit definici akustického tlaku (4-46) a akustickou rychlost definovat rychlostním potenciálem (4-44). Pak vznikne homogenní vlnová rovnice pro rychlostní potenciál (4-47).

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \left(-\bar{\rho}_a \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) + \bar{\rho}_a \nabla^2 \varphi = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 \varphi = 0 \quad (4-47)$$

4.3.2 Šíření zvuku v plynech

Zvuk se šíří mechanickým vlněním. V zásadě existují 3 typy vlnění. Vlnění podélné, příčné a ohybové. Dva poslední typy, vlnění příčné a ohybové, existují v prostředí, které je schopné přenášet smykové napětí, což plyny a kapaliny nejsou. V tekutinách obecně je přenos zvuku možný pouze podélným vlněním.

Pro rovinou zvukovou vlnu lze popsat rychlostní potenciál funkcí:

$$\varphi = f \left(t - \frac{\vec{n}r}{c} \right) \quad (4-48)$$

kde je

\vec{n} [m] vektor ve směru šíření vlny (vlnový vektor),
 r [m] vektor popisující sledovaný bod od počátku.

Akustickou rychlost lze vyjádřit dle vztahu (4-44) a při platnosti vztahu (4-46) a (4-48) lze akustickou rychlost vyjádřit:

$$v'_a = \nabla \varphi = -\frac{\vec{n}}{c} \dot{f} = \frac{\vec{n} p'_a}{c \bar{\rho}_a} \quad (4-49)$$

Dle rovnice (4-49) lze konstatovat, že se v plynech zvuk šíří pouze podélným vlněním, tj. vlněním, kde se směr šíření (vlnový vektor \vec{n}) shoduje s vektorem akustické rychlosti v'_a . Akustický tlak a akustická rychlost pro rovinnou vlnu jsou ve fázi. U vlny kulové ve fázi nejsou. V technice prostředí je uvažováno řešení akustického signálu pro vlnu rovinnou, jelikož lze předpokládat, že u větších vzdálenosti je vlnoplocha téměř rovinná. Jedná se o zjednodušení, jelikož pokud by akustický tlak a rychlost nebyly ve fázi, do vztahu se dostane i fázový posun, a to by celé řešení komplikovalo. Jmenovatel vztahu (4-49) je tzv. charakteristická impedance $z = c \bar{\rho}_a$.

4.4 Rovnice turbulentního proudění

Aerodynamický hluk vzniká při turbulentním proudění. Turbulentní proudění vykazuje nestacionární chování, vznikají fluktuace, které generují hluk. Řešení turbulentního proudění spočívá v rozložení proměnných na střední hodnoty a flukuační složky a následně se provede operace středování, z čehož vzniknou „Reynoldsovy rovnice“. Pohybovou rovnici lze rozepsat:

$$\frac{\partial(\rho(\bar{v}_i + v'_i))}{\partial t} + \frac{\partial(\rho(\bar{v}_i + v'_i)(\bar{v}_j + v'_j))}{\partial x_j} + \frac{\partial(\bar{p} + p')}{\partial x_i} = \frac{\partial(\bar{\tau}_{ij} + \tau'_{ij})}{\partial x_j} \quad (4-50)$$

kde je

τ_{ij} [Pa] tenzor smykových napětí v tekutině,
 v_i, v_j [m/s] vektory rychlosti proudění.

Pro hustotu se v rámci nízkých rychlostí neuvažuje její fluktuace, změny hustoty vůči střední hodnotě jsou v rámci proudění zanedbatelné, tekutina se uvažuje jako „nestlačitelná“. U vyšších rychlostí proudění nad 70 m/s vyvolává fluktuace tlaku stlačení tekutiny, což se projeví jako fluktuace hustoty, jež výrazně komplikují řešení. Pro tento případ zavedl Favre hmotnostně podmíněné středování [48]. V případě akustického pole fluktuaci hustoty zanedbat nelze, viz základní rovnice (4-36) až (4-38).

Po provedení středování rovnice (4-50) vyjde (4-51) a po upravení tvar (4-52):

$$\frac{\partial(\rho\bar{v}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\bar{v}_i\bar{v}_j)}{\partial x_j} + \frac{\partial(\rho\overline{v'_i v'_j})}{\partial x_j} + \frac{\partial\bar{p}}{\partial x_i} = \frac{\partial\bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} \quad (4-51)$$

$$\frac{\partial(\rho\bar{v}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\bar{v}_i\bar{v}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial\bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\tau}_{ij} - \rho\overline{v'_i v'_j}) \quad (4-52)$$

Člen na pravé straně $\rho\overline{v'_i v'_j}$ představuje tenzor Reynoldsových napětí. Fyzikální interpretace Reynoldsových napětí dle [56] je, že představuje průměrný tok hybnosti ve směru i spojený s fluktuacním pohybem ve směru j , resp. průměrný tok ve směru j s fluktuacemi ve směru i . Jedná se tedy o symetrický tenzor celkem s 6-ti neznámými. Tenzor Reynoldsových napětí je významnou částí v generování aerodynamického hluku stejně tak jako tenzor smykových napětí τ_{ij} . Tenzor smykových napětí lze vyjádřit dle literatury [16]:

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \left(\frac{\partial v_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \quad (4-53)$$

kde je

δ_{ij} [-] Kroneckerovo delta, matice $\delta_{ij} = 1$ když $i = j$, $\delta_{ij} = 0$ když $i \neq j$.

4.5 Analogie aerodynamického hluku

Základní teorie aerodynamického hluku při nízkých rychlostech proudění pochází od M. I. Lighthilla. Ten ve svých publikacích z let 1951 a 1954 [38] a [39] odvozuje vztahy pro výpočty generování aerodynamického hluku ze základních rovnic mechaniky tekutin: rovnice kontinuity a pohybové rovnice. Jeho teorie byly modifikovány a upravovány v dalších publikacích a vychází z ní dnešní CFD simulační softwary, např. FLUENT [3].

V následujících kapitolách je uvažován přístup k aerodynamickému hluku takový, že se odděluje oblast, kde ke vzniku hluku dochází, tj. proudové pole – výtok z vyústky či okolí obtékaného předmětu, a okolí kam se následně zvuk šíří, jak odkazuje např. literatura [16]. Tento přístup se zdá být vhodný, jelikož v řešení se k problematice přistoupí tak, že proudové pole je něco jako tuhé těleso o své hustotě, které vibruje

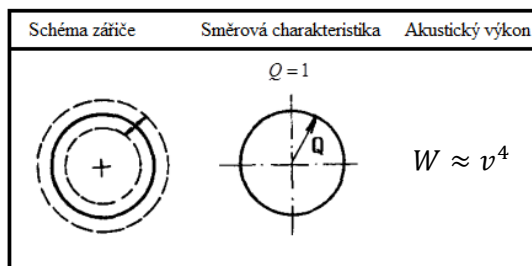
(vykazuje fluktuaace) a generuje rozruch do okolí. Popisem turbulentního proudění je definována energie a hybnost, která je předávána svému okolí. Na základě řešení vlnových rovnic lze pak vypočítat hluk ve sledovaném bodě mimo proudové pole.

4.5.1 Zavedení hmotnostního toku a síly

Ve vlnových rovnicích (4-42), (4-43) a (4-47) odvozených v kapitolách výše, se nenachází zdroj hluku, řešením bychom pouze popsali vlnění.

$$\frac{\partial^2 p'_a}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 p'_a = 0 \quad \frac{\partial^2 \rho'_a}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 \rho'_a = 0 \quad \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 \varphi = 0 \quad (4-54)$$

Pokud však předpokládáme výskyt zdroje rozruchu, např. koule, která se periodicky smršťuje a nafukuje, bude zdrojem „hmoty“ m . Takový zdroj je zdrojem nultého řádu, tzv. monopól. Do všech směrů vyzařuje stejně, viz následující obrázek *Obr. 4-1*. Takové zdroje hluku jsou například sací a výtlačné otvory spalovacích nebo proudových motorů. Jedná se o vysoké rychlosti proudění nebo dopravní tlaky. Akustický výkon je úměrný dle [45] 4. mocnině rychlosti proudění tekutiny.



Obr. 4-1 Akustický zářič Nultého řádu – monopól

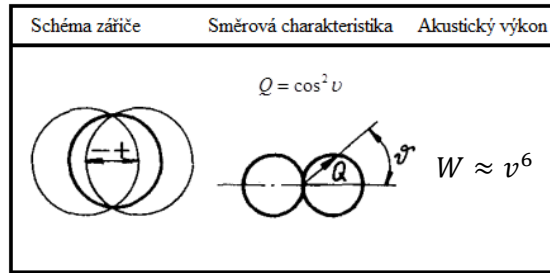
Pro řešení a popis zdroje nultého řádu se vychází z rovnice kontinuity, kde oproti homogennímu tvaru bude vpravo dosazen zdroj m .

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho v) = m \quad (4-55)$$

kde je

m [kg/m³s] zdroj hmoty (hmota se zde neprodukuje, jde pouze o rozruch na stěně koule).

Dalším zdrojem může být koule, která kmitá kolem své rovnovážné polohy v určitém směru. Takový zdroj je zdrojem 1. řádu – dipól. Směrová charakteristika je definována kvadrátem kosinu úhlu odklonu od osy dipólu, viz *Obr. 4-2*. Tento typ zdroje lze nalézt u obtékaných těles (např. lopatky v proudu vzduchu). Za stejných podmínek při podzvukových hodnotách rychlosti proudění je účinnost dipólu vůči monopólu méně účinná (nevyzařuje do všech stran stejně). Akustický dipól je dle [45] funkcí šesté mocniny rychlosti proudění. Dle provedených vlastních experimentů v literatuře [29] a [30] je závislost akustického výkonu po korekci váhovým filtrem A obtékaných kruhových tyčí a lopatek funkcí 6. až 7,5. mocniny střední rychlosti proudění pro rychlosti pod 0,05 Ma. Pro nekorigovaný akustický výkon se jedná o 4. až 5. mocninu rychlosti.



Obr. 4-2 Akustický zářič Prvního řádu – dipól.

Při řešení dipólového zářiče lze vyjít z linearizované rovnice hybnosti ve tvaru:

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \nabla p'_a = F \quad (4-56)$$

kde je

F [kg/m²s²] dynamická síla způsobená fluktuací příčných setrvačných a odporových sil při obtékání předmětu.

Pro popis Lighthillovy analogie lze vyjít z literatury [16]. Proud tekutiny vytéká do prostoru, je zdrojem \mathbf{m} a obsahuje hmotu s hustotou ρ_m s objemovou frakcí $\beta(\mathbf{x}, t) = \beta$. Zdroj hmoty \mathbf{m} lze popsat rovnicí (4-57).

$$\mathbf{m} = \frac{\partial(\beta \rho_m)}{\partial t} \quad (4-57)$$

Zdroj zvuku se pak nachází v takovém prostředí, kde $\beta \neq 0$. Hustota okolí ρ_a je tedy narušena proudem tekutiny s hustotou ρ_m . Teoreticky lze celkovou hustotu popsat vztahem (4-58).

$$\rho = \beta \rho_m + (1 - \beta) \rho_a \quad (4-58)$$

Aby vztah (4-56) mohl být aplikován, je nutné vzít teoreticky v úvahu to, že se hustoty okolí (zde se budou šířit zvukové vlny) a hustoty proudu vzduchu nesmíchají [16]. Po dosazení (4-57) a (4-58) do rovnice (4-55) lze dostat:

$$\frac{\partial(\beta \rho_m)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_a)}{\partial t} - \frac{\partial(\beta \rho_a)}{\partial t} + \nabla(\rho v) = \frac{\partial(\beta \rho_m)}{\partial t} \quad (4-59)$$

Po úpravě:

$$\frac{\partial(\beta \rho_a)}{\partial t} = \frac{\partial(\rho_a)}{\partial t} + \nabla(\rho v) \quad (4-60)$$

V následujících krocích se postupuje stejně jako při aproximaci a odvození vlnové rovnice. Vztah (4-60) se derivuje podle času. Jedná se o hladké a spojitě funkce tudíž lze derivace podle času nebo směru prohodit (nezávisí na pořadí derivování). Do rovnice (4-60) se implementuje akustický tlak uvedený v rovnici (4-56).

$$\frac{\partial^2(\beta \rho_a)}{\partial t^2} = \frac{\partial^2(\rho_a)}{\partial t^2} + \nabla \left(\frac{\partial}{\partial t}(\rho v) \right) \quad (4-61)$$

$$\frac{\partial^2(\beta\rho_a)}{\partial t^2} = \frac{\partial^2(\rho_a)}{\partial t^2} - \nabla^2 p'_a + \nabla F \quad (4-62)$$

$$\frac{\partial^2(\rho_a)}{\partial t^2} - \nabla^2 p'_a = \frac{\partial^2(\beta\rho_a)}{\partial t^2} - \nabla F \quad (4-63)$$

Do vztahu (4-63) se dosadí rovnice zachování energie po akustické aproximaci (4-36) s tím, že se hustota rozloží $\rho_a = \bar{\rho}_a + \rho'_a$ na fluktuaci a střední část.

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2(p'_a)}{\partial t^2} - \nabla^2 p'_a = \frac{\partial^2(\beta\rho_a)}{\partial t^2} - \nabla F \quad (4-64)$$

Rovnice (4-64) zobecňuje vlnovou rovnici pro akustický tlak a přidává možné zdroje hmotnostní tok a sílu. Tato rovnice vypovídá o tom, že vstup proudu vzduchu do prostředí (zdroj \mathbf{m}) nebo setrvačné síly způsobené dynamickými vztlakovými (příčnými setrvačnými) a odporovými silami na obtékaný předmět (zdroj F) jsou zdrojem hluku, pokud vykazují nestacionární chování. Proud vzduchu narušuje okolní klidnou hmotu o hustotě ρ_a , ve které pak vzniká zvukové pole. První člen v rovnici (4-64) vlevo představuje zdroj monopól, a funkce $\beta(x, t) = \beta$ v podstatě definuje, do jaké míry právě monopól narušuje okolní hustotu ρ_a . Druhý člen v rovnici (4-64) vlevo zase představuje vliv dipólu, tj. zdrojem jsou fluktuující vztlakové a odporové síly. V rovnici v tuto chvíli zatím není definované turbulentní vírové pole vznikající za tělesem.

4.5.2 Lighthillova analogie

Lighthillova analogie spočívá v identifikování procesů mechaniky tekutin, které generují hluk na základě souběhu dílčích ekvivalentních zdrojů (monopól, dipól a kvadrupól). Lighthillova analogie publikovaná v [38] a [39] je exaktní rovnice, která je vztažená pouze na omezený sledovaný prostor, ve kterém se nachází rovnoměrně rozmístěná klidná tekutina (dle originálu „uniform medium at rest“). Sledovaný bod ve vzdálenosti x od zdroje a v čase t je v místě jednotné stagnující tekutiny, ve které se hluk šíří rychlostí c . Tekutina vykazuje hustotu ρ_a a tlak p_a . Platí zde vlnové rovnice dle vztahů (4-54). Následující postup nalezení tzv. Lighthillova tenzoru T_{ij} je v souladu s postupem dle literatury [16], [38] a [39].

Rovnice kontinuity (4-55) je derivována podle času.

$$\frac{\partial^2(\rho)}{\partial t^2} + \frac{\partial}{\partial t} \nabla(\rho v) = \frac{\partial m}{\partial t} \quad (4-65)$$

Následně se vyjádří časová derivace konvektivního členu a dosadí se vztahy (4-57) a (4-58).

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla(\rho v) = \frac{\partial m}{\partial t} - \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} \quad (4-66)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla(\rho v) = \frac{\partial^2(\beta \rho_a)}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \rho_a}{\partial t^2} \quad (4-67)$$

Dále je provedena derivace pohybové rovnice (4-52) dle souřadnic, která je uváděná v [38] a [39] ve složkovém tvaru (4-68), její derivace dle souřadnic je (4-69). V rovnici je nově zaveden tenzor napětí v tekutině P_{ij} (4-70). Pro přehlednost budou další zápisy rovnic také ve složkovém tvaru.

$$\frac{\partial(\rho v_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (P_{ij} + \rho v_i v_j) = F_i \quad (4-68)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial t \partial x_i} (\rho v_i) = - \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (P_{ij} + \rho v_i v_j) + \frac{\partial F_i}{\partial x_i} \quad (4-69)$$

kde je

P_{ij} [Pa] tenzor napětí v tekutině.

Pro tenzor P_{ij} platí dle literatury [16]:

$$P_{ij} = p_a \delta_{ij} - \tau_{ij} = (\bar{p}_a + p'_a) \delta_{ij} - (\bar{\tau}_{ij} + \tau'_{ij}) \quad (4-70)$$

Provede se srovnání rovnic (4-69) a (4-66):

$$- \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (P_{ij} + \rho v_i v_j) + \frac{\partial F_i}{\partial x_i} = \frac{\partial^2(\beta \rho_a)}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \rho_a}{\partial t^2} \quad (4-71)$$

$$\frac{\partial^2 \rho_a}{\partial t^2} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (P_{ij} + \rho v_i v_j) + \frac{\partial^2(\beta \rho_a)}{\partial t^2} - \frac{\partial F_i}{\partial x_i} \quad (4-72)$$

V dalším postupu je nutné rovnici (4-72) převést na vlnovou rovnici do tvaru dle rovnic (4-54) s tím, že to nyní bude nehomogenní rovnice se zdroji na pravé straně. Pro hustotu tekutiny kolem sledovaného bodu (uniform medium at rest) platí $\rho_a = \bar{\rho}_a + \rho'_a$, kde, jak již bylo v kapitolách výše naznačováno, pouze flukтуаční část ρ'_a způsobuje zvukové pole a je funkcí času, střední část $\bar{\rho}_a$ nikoliv. Dále je nutné od pravé a levé strany rovnice (4-72) odečíst člen (4-73), který dodá rovnici vlnový charakter.

$$c^2 \frac{\partial^2 \rho'_a}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 (c^2 \rho'_a \delta_{ij})}{\partial x_i \partial x_j} \quad (4-73)$$

Vlnová rovnice má potom tvar:

$$\frac{\partial^2 \rho'_a}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 \rho'_a}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (P_{ij} + \rho v_i v_j - c^2 \rho'_a \delta_{ij}) + \frac{\partial^2(\beta \rho_a)}{\partial t^2} - \frac{\partial F_i}{\partial x_i} \quad (4-74)$$

Výsledná obecná vlnová rovnice aerodynamického hluku dle Lighthillovy analogie má tvar:

$$\frac{\partial^2 \rho'_a}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 \rho'_a}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} T_{ij} + \frac{\partial^2(\beta \rho_a)}{\partial t^2} - \frac{\partial F_i}{\partial x_i} \quad (4-75)$$

$$T_{ij} = \rho v_i v_j - \tau_{ij} + (p'_a - c^2 \rho'_a) \delta_{ij} \quad (4-76)$$

kde je

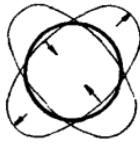
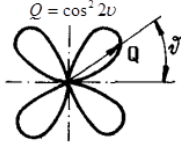
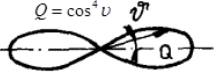
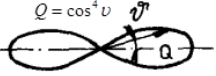
T_{ij} [Pa] Lighthillův tenzor napětí.

Lighthillův tenzor napětí T_{ij} je zdrojem teoretického zářiče 2. řádu – kvadrupólu. Kvadrupól si lze představit jako kouli, která se střídavě natahuje do kvadrantů pootočených o 45° , viz *Obr. 4-3*. Akustický výkon je funkcí osmé mocniny rychlosti. To platí ovšem pro oblast Machových čísel blížící se 1. Dle literatury [45] je pro oblast Machových čísel pod 0,12 závislost akustického výkonu funkcí čtvrté mocniny rychlosti proudu vzduchu. Kvadrupóly jsou ze zmíněných zdrojů ty nejkomplicovanější na řešení, jelikož je jejich vliv vždy spojen s objemovým integrálem přes objem zdroje. Z pojmů mechaniky tekutin to jsou tak veškeré turbulence, vírové struktury, anebo lokální změna rychlosti zvuku v tekutině (tedy odlišnost od izoentropického chování tekutiny). Typickým kvadrupólem je vytékající proud tekutiny z otvoru – zatopený proud, viz *obr. 4-4*. V kapitole 4.6.2. o simulacích aerodynamického hluku je popsána chronologie objevení fyzikálního oboru aerodynamický hluk. Samotný Lighthill [38] a [39] definuje turbulenci, tj. samotnou tekutinu, jako vliv zdroje kvadrupólu, viz *Obr. 4-4*, tj. zdrojem je Lighthillův tenzor T_{ij} ve vztahu (4-76). Následně N. Curle definoval v publikaci [11] vliv stěn obtékaného předmětu a poté Ffowcs Williams-Hawkings (FW-H) [13] popsali chování tekutiny pomocí monopólu, dipólu a kvadrupólu, čímž celé vlnové rovnici (4-75) dali srozumitelnější ráz pro použití v simulačních nástrojích (např. Ansys Fluent).

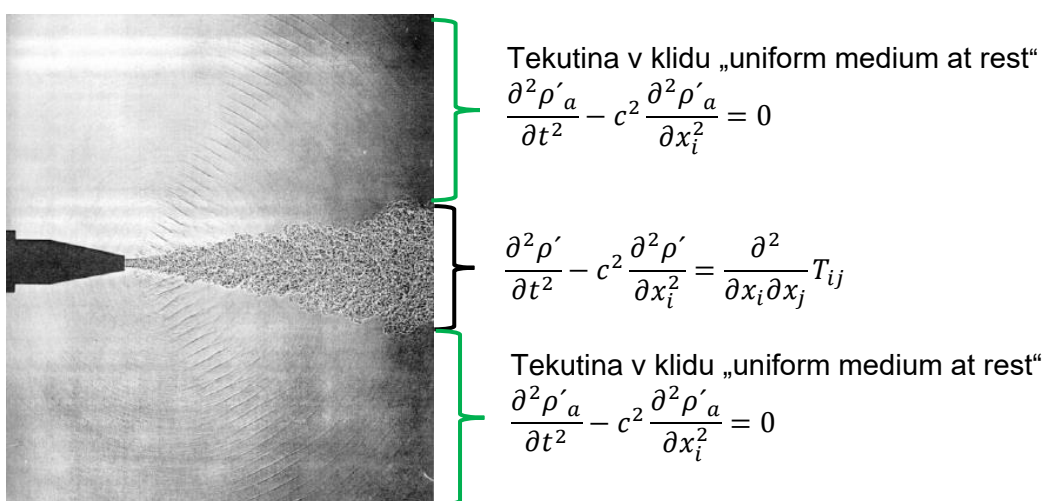
Dle provedených vlastních experimentů v literatuře [28] je závislost akustického výkonu vyústky – kvadrupólu funkcí 5. až 6. mocniny střední rychlosti proudění pro rychlosti proudění pod 0,05 **Ma** (rychlosti 3 až 18 m/s).

Při rozboru jednotlivých členů Lighthillova tenzoru napětí T_{ij} dle vztahu (4-76) lze rozeznat následující zdroje, jež způsobují aerodynamický hluk:

- $\rho v_i v_j$... Nelineární konvektivní síly v proudu tekutiny popsané Reynoldsovým tenzorem napětí. Po Reynoldsově rozkladu a průměrování je z pohledu akustiky významný člen $\overline{\rho v'_i v'_j}$ s fluktuacemi rychlosti, viz rovnice (4-52), protože fluktuace generují v okolní klidné tekutině akustické pole.
- τ_{ij} ... Tenzor smykových napětí v tekutině popsaný vztahem (4-53) v kapitole 4.4 Rovnice turbulentního proudění. Smyková napětí mají za následek strhávání proudu okolní tekutiny, dochází k vysoko frekvenčním turbulencím, které generují hluk ve vyšších frekvenčních pásmech. Například v mezní vrstvě malá měřítko turbulence přejdou vlivem smykových sil za obtékaným tělesem do velkých vírů se silnějším dynamickým účinkem.
- $p'_a - c^2 \rho'_a$... Rozdíl mezi rychlostí zvuku c v okolní tekutině (uniform medium at rest) nebo odlišnost od isoentropického chování. Dle vztahu (4-36) má být tento rozdíl roven 0, jelikož se předpokládá, že akustické pole ve volném prostoru vykazuje isoentropický děj. Tento člen se projevuje ve vyšších rychlostech proudění, kdy již rozdíl nelze opomenout.

Schéma zářiče	Typ zdroje	Směrová charakteristika	Akustický výkon
	příčný kvadrupól	$Q = \cos^2 2\nu$ 	$W \approx v^8$
	podélný kvadrupól	$Q = \cos^4 \nu$ 	$W \approx v^8$

Obr. 4-3 Akustický zářič druhého řádu – kvadrupól.



Obr. 4-4 Výtok proudu z trysky, akustický zářič druhého řádu – kvadrupól, aplikace Lighthillova tenzoru napětí [38].

Vlnová rovnice (4-75), která pomocí Lighthillovy analogie, relativně exaktně popisuje složité děje, které probíhají při generování aerodynamického hluku od proudění, není o nic méně složitá na řešení jako pohybové Navier-Stokesovy rovnice. Aerodynamický hluk lze nahradit teoretickými zdroji monopól, dipól a kvadrupól, jejichž souhrnný vliv způsobuje akustický tlak ve sledovaném bodě. V odvození výše lze těžko dohledat hodnotu funkce β , která odděluje chování v proudu tekutiny a mimo něj, je pouze teoreticky aplikovatelná. Dále nelze měřit hodnotu fluktuační hustoty vzduchu ρ'_a , je proto nutné do rovnic dosadit akustický tlak, jenž lze změřit. V minulosti řada autorů vytvořila nadstavby a vyjasnění Lighthillovy analogie pro možnost aplikace v simulačních nástrojích, zejména [13] a [5], které ale zároveň zavádí zjednodušení pro reálné použití této rovnice.

4.6 Teorie simulování aerodynamického hluku

Simulování aerodynamického zvuku spadá do oblasti modelování základních fyzikálních dějů, tj. simulování podstaty vzniku zvukových vln. Cílem takové simulace je vyšetřit, jaký akustický výkon bude daný fyzikální děj generovat, popř. akustický tlak v určité vzdálenosti od místa vzniku zvuku. To je rozdíl oproti jiným akustickým simulacím užívaným pro vyšetřování šíření zvuku v prostoru nebo volném poli od předem definovaného zdroje zvuku, viz [24], [25] a [26]. Zdroj zvuku je u takových aplikací definován svojí hladinou akustického výkonu a směrovostí. Jiné přístupy simulování v akustice jsou řešení šíření zvuku zvenčí dovnitř objektu nebo mezi místnostmi na základě průzvučnosti konstrukce [31], [32] a [34]. I v tomto případě je nutné znát hladinu akustického výkonu zdroje zvuku, popř. lze také posuzovat samotnou zvukovou izolaci konstrukce.

Simulování aerodynamického hluku lze rozdělit do dvou částí. Tou první je nalezení vhodného modelu proudění a provedení simulace do fáze vyvinutého proudění. Poté nastává druhý krok, a to vhodné zvolení akustického modelu. Akustický model si následně z modelu proudění vybírá vhodná data (po časových krocích), jako fluktuace tlaku, hustoty a rychlosti z proudového pole rozrušeného vlivem zkoumaného předmětu. Na základě těchto dat, s využitím vlnových rovnic, lze spočítat akustický tlak v definovaném bodě nebo provést mapování šíření akustického tlaku do okolí.

4.6.1 Základní poznatky z modelů nestacionárního proudění

Modelování aerodynamického hluku začíná ve vhodném zvolení modelu nestacionárního proudění, resp. řešení nestacionárních pohybových Navier-Stokesových rovnic. Správnost výpočetní metody proudění nestacionární úlohy závisí na volbě diskretizace. Diskretizace v podstatě ovlivní to, jaké vírové struktury výpočet zachytí. Aby výpočet proudového pole byl co nejbližší realitě, měl by zachytit měřítko struktur velikosti tzv. Kolmogorovy délky nebo Kolmogorova časového měřítka. Kolmogorov uvedl podobnostní hypotézy o rozdělení struktur turbulence podle měřítek velikosti, která definují, na čem jsou závislé a jaké veličiny zde mají zásadní vliv (velikost, rychlost, vazkost nebo rychlost disipace), viz [47]. V zásadě jsou 3 oblasti velikostí struktur.

V oblasti velkých vírů se silným dynamickým účinkem je topologie vírů anizotropní a v jistých případech vznikají v pravidelných intervalech. Lze usuzovat, že pravděpodobně tyto struktury vytváří extrém ve spektru hluku při obtékání těles proudem vzduchu. Jak bylo publikováno vlastními experimenty v [28], [29], [30] a [33] a dalšími autory [20], [21], [22], [44] a [49] se tento extrém při obtékání lopatek VZT mříže a válců pohybuje kolem hodnoty Strouhalova čísla $Sh = 0,15$ až $0,2$. U lopatek VZT mříží se ještě vyskytují další extrémy, u kterých je ale podezření, že jsou způsobeny vibracemi lopatky nebo jinými dalšími strukturami turbulence proudového pole.

Inerciální podoblast je oblastí, kde je minimální vliv vazkosti. V oblasti disipace jsou velikosti měřítek nejmenší a je zde významný vliv vazkosti. Kolmogorov ve svých hypotézách uvádí, že směrem k malým měřítkům jsou pohyby malých měřítek statisticky izotropní. Na této úvaze je založen např. model LES (Large eddy simulation), který nejmenší měřítko turbulence, tj. měřítko menší než nejmenší buňka výpočetní sítě, modeluje zjednodušenými modely a s předpokladem, že děj je izotropní.

Turbulentní proudění je komplexní systém struktur od nejmenších až po ty největší struktury, které se vzájemně ovlivňují. Aby simulace nestacionárního proudění byla nejuvěrohodnější, je nutné buď volit přímou metodu (DNS) řešení N-S rovnic dle postupů numerické matematiky a diskretizaci volit s ohledem na zachycení všech měřítek vírových struktur. Nebo lze použít model velkých vírových struktur (LES) a diskretizaci definovat filtr pro prostorové struktury s ohledem na Kolmogorovy měřítko.

První zmíněná metoda DNS (direct Numeric Simulation) je časově nejnáročnější, ale poskytuje nejuvěrohodnější výsledky. Její praktické použití ovšem nelze pro běžné případy pravděpodobně vůbec použít, jelikož je časově a výpočetně velice náročná. Náročnost výpočtu je dána tím, že se přímo řeší ty úplně nejmenší vírové struktury až k disipativním přenosům mezi molekulami, což při pohledu v širším měřítku je úloha extrémně podrobná.

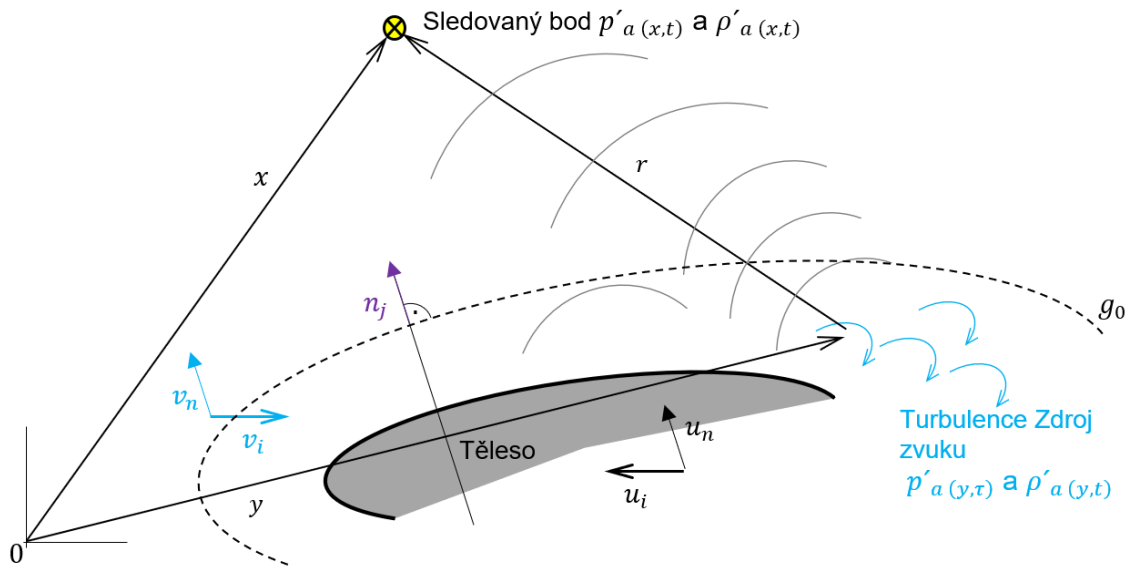
Vhodná metoda řešení nestacionárního proudění je metoda LES (Large Eddy Simulation), která je v podstatě založena na přímé simulaci (jako DNS) velkých vírových struktur, a ty malé struktury jsou řešeny jednoduššími modely. Model malých turbulentních struktur je proveden tzv. „subgrid modelem“, který modeluje struktury menší než velikost sítě. Model LES tedy přiřazuje největší důležitost velkým vírovým strukturám, které mají největší dynamický účinek, a ty malé struktury odhaduje zjednodušenými modely. Je však nutné si uvědomit, že turbulentní proudění je komplexní systém prostorových struktur, které se vzájemně ovlivňují od disipativních přenosů až po největší měřítko struktur s dynamickými účinky. Příkladem může být např. volný proud vytékající z vyústky. Na krajích kolem jádra proudu se nachází smyková vrstva, která se rozšiřuje s ubývajícím jádrem proudu. Speciální případ smykové vrstvy je mezní vrstva. V porovnání s volnými smykovými vrstvami (zatopený proud, směšovací vrstva) generuje mezní vrstva „vysokofrekvenční“ turbulentní proudění malých struktur generující vysoké frekvence zvuku. Smyková vrstva je zárodkem velkých vírových struktur projevujících se dále po proudu. U obtékání lopatky VZT míže nebo válce se kolem povrchu obtékaného předmětu v oblasti mezní vrstvy začnou odtrhávat víry a z malých turbulentních struktur vznikají dále za předmětem velké vírové struktury. Tím, že odhadujeme jednodušším modelem malé turbulentní struktury, se dopouštíme chyby v celém systému.

4.6.2 Základní poznatky z modelů aerodynamického hluku

V kapitole 4.5 je uveden rozbor problematiky aerodynamického hluku. Základní vlnová rovnice, kterou odvodil Lighthill ve svých publikacích [38] a [39] uvedenou ve

vztazích (4-75) a (4-76), je používána pro řešení aerodynamického hluku. Pro případ obtékání předmětů v oblasti nízkých Machových číslech je vhodný model aerodynamického hluku The Ffowcs-Williams and Hawkings model [13] FW-H, který lze použít pouze ve volném akustickém poli, nikoliv např. v uzavřeném potrubí. Model FW-H upravuje Kirchhoffovu formuli (ta je řešením obecné vlnové rovnice [58]) tak, že zavádí 3 teoretické zdroje hluku monopól, dipól a kvadrupól, což je vhodnější k porozumění aerodynamickému hluku. Tyto 3 zdroje hluku se obecně nachází v turbulentním proudění a vzájemně se ovlivňují. Model FW-H tyto 3 zdroje hluku v řešení rovnic početně vzájemně odděluje, což je výhodné při zavádění zjednodušení, jelikož např. pro malé rychlosti proudění je vliv kvadrupólu malý a je proto v řešení u takových úloh zanedbáván. Je nutné si uvědomit, že Kirchhoffova formule i model FW-H byly vytvořeny zejména pro letectví, tedy rychlosti pohybující se kolem hodnoty Machova čísla jedna. U takových aplikací již není možné zanedbat vliv kvadrupólu a je nutné sáhnout ještě po dalších metodikách. Nevýhodou modelu FW-H je totiž to, že Lighthillovu vlnovou rovnicí (4-75) integruje pomocí plošných integrálů, což může bezpečně popsat vliv povrchových zdrojů monopól a dipól. Ale u rychlostí kolem hodnoty Machova čísla jedna je významný vliv kvadrupólu, tedy objemového zdroje hluku, pro jehož řešení je potřeba zavést do rovnice objemové integrály přes celou oblast zdroje zvuku, což je na simulování velice nákladné z pohledu výpočetního času. Není ovšem možné vliv kvadrupólu, i pro nižší rychlosti, zcela vyloučit a je proto nutné zavést jeho aproximace [6].

Obecně při obtékání předmětu mohou nastat 3 případy. Obtékáný předmět se pohybuje rychlostí \mathbf{u}_i a je obtékán tekutinou hustoty ρ . Nebo je těleso na místě (obtékání lopatkových mříží) a kolem něj proudí tekutina rychlostí \mathbf{v}_i o hustotě ρ . V poslední řadě se může těleso pohybovat rychlostí \mathbf{u}_i a je obtékán tekutinou o hustotě ρ a zároveň generuje proud vzduchu o rychlosti \mathbf{v}_i (případ proudového motoru, rotor helikoptéry). Na Obr. 4-5 je uveden popis obtékaného předmětu, kde vektory \mathbf{v}_n a \mathbf{u}_n popisují normálové složky vůči povrchu obalové plochy \mathbf{g} . Zdroj hluku v místě \mathbf{y} vytvoří v čase τ fluktuaci tlaku $\mathbf{p}'_a(\mathbf{y},\tau)$, která se ve sledovaném bodě v místě \mathbf{x} projeví v čase t hodnotou akustického tlaku $\mathbf{p}'_a(\mathbf{x},t)$. Čas τ vytvoření zdroje zvuku je oproti času t zpožděn $\tau = t - \frac{|\mathbf{r}|}{c}$. Zároveň je vhodné zavést propustnou pomyslnou plochu definovanou funkcí \mathbf{g} , která má nulovou hodnotu v takové poloze, že všechny zdroje zvuku (monopóly, dipóly a kvadrupóly) leží právě uvnitř [5].



Obr. 4-5 Schéma předmětu v proudovém poli a zavedený popis umístění zdroje zvuku a sledovaného bodu vůči počátku 0.

Lighthillovu rovnici (4-75) pro fluktuaci hustoty ve sledovaném bodě lze napsat v integrální formě [38] při uvažování vlivu samotného kvadrupólu (tedy pro vysoké rychlosti pohybu nebo proudění), viz (4-77). Řešení platí pro volné akustické pole a bez vlivu tělesa obtékaného předmětu. Hodnoty Lighthillova tenzoru jsou v rovnici (4-77) dané v opožděném čase $\tau = t - \frac{|r|}{c}$ a v místě $r = |x - y|$.

$$\rho'_a(x,t) = \frac{1}{4\pi c^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \iiint_V \frac{T_{ij}(y, t - \frac{r}{c})}{r} dy \quad (4-77)$$

kde je

r [m] vektor spojující zdroj zvuku a sledovaný bod.

Curle [11] provedl doplnění rovnice (4-77) o vliv hmoty obtékaného předmětu, který bude způsobovat odraz zvuku od kvadrupólu a zároveň bude způsobovat další zdroj hluku – dipól. Tento zdroj se projeví vlivem fluktuací vztlačových (příčné setrvačné síly) a odporových sil, které při obtékání předmětu působí na předmět (způsobuje vibrace předmětu) i na své okolí ve formě akustického tlaku. Vliv vyzářeného hluku je v dominantní míře zejména pohybem tekutiny, nikoliv vibracemi samotným předmětem [33].

$$\rho'_a(x,t) = \frac{1}{4\pi c^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \iiint_V \frac{T_{ij}(y, t - \frac{r}{c})}{r} dy + \frac{1}{4\pi} \iint_S \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \rho_a}{\partial n} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial r}{\partial n} \rho_a + \frac{1}{cr} \frac{\partial r}{\partial n} \frac{\partial \rho_a}{\partial t} \right) dS(y) \quad (4-78)$$

V případě, že se obtékaný předmět nepohybuje, upraví se vztah (4-78) na tvar (4-79). Druhý člen v rovnici (4-79) představuje zvuk vznikající na stěnách obtékaného předmětu – dipól.

$$\begin{aligned} \rho'_{a(x,t)} = & \frac{1}{4\pi c^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \iiint_V \frac{T_{ij} \left(y, t - \frac{r}{c} \right)}{r} dy + \\ & + \frac{1}{4\pi c^2} \iint_S \frac{\partial(l_j \tau_{ij})}{\partial y_i} \left(y, t - \frac{r}{c} \right) dS_{(y)} \end{aligned} \quad (4-79)$$

kde je

l_j [m] souřadnicové složky normálového vektoru \mathbf{n} na povrch plochy \mathbf{g} .

Ffowcs-Williams and Hawkings doplnili vlnovou rovnici o možnost pohyblivého obtékaného předmětu [13], viz rovnice (4-80). Na obrázku 4-5 je definována obalová propustná plocha funkce \mathbf{g} , jejíž nulová hodnota tvoří pomyslný obal všech zdrojů hluku v proudu tekutiny. Rovnice, je postavená tak, že lze vyšetřit zvuk pouze v oblasti, kde je funkce $\mathbf{g} > 0$. Pro tyto potřeby je vlnová rovnice doplněna jednotkovou Heavisidovou funkcí $H_{(g)}$, která má hodnotu 1 pro $\mathbf{g} > 0$ a hodnotu 0 pro $\mathbf{g} < 0$.

$$\frac{\partial^2(H_{(g)}\rho'_{a})}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2(H_{(g)}\rho'_{a})}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (T_{ij}H_{(g)}) + \frac{\partial Q_i \delta_{(g)}}{\partial t} + \frac{\partial F_i \delta_{(g)}}{\partial x_i} \quad (4-80)$$

$$F_i = -(\rho_a v_i (v_n - u_n) + p_a \delta_{ij} - \tau_{ij}) \frac{\partial g}{\partial x_i} \quad (4-81)$$

$$Q_i = (\rho_a (v_n - u_n) + \bar{\rho}_a u_n) \frac{\partial g}{\partial x_i} \quad (4-81)$$

kde je

v_i	[m/s]	rychlost proudu tekutiny ve směru x_i ,
u_i	[m/s]	rychlost pohybu tělesa x_i , v případě lopatek VZT vyústek je tato hodnota rovna 0,
v_n	[m/s]	normálová složka rychlosti proudu tekutiny vůči ploše $g = 0$,
u_n	[m/s]	normálová složka rychlosti pohybu tělesa vůči ploše $g = 0$, v případě lopatek VZT vyústek je tato hodnota rovna 0,
Q_i	[kg/m ² s ²]	zdroj hmoty od normálových složek rychlosti na ploše $g = 0$, obdoba v rovnici (4-57), tj. vliv monopólu.
$H_{(g)}$	[-]	Heavisidova jednotková funkce, která má hodnotu 1 pro $g > 0$ a hodnotu 0 pro $g < 0$,
$\delta_{(g)}$	[-]	Dirackova jednotková funkce, která má hodnotu 0 v celém rozsahu mimo oblast pro $g = 0$, tj. na povrchu zdroje hluku ohraničeného plochou g má funkce hodnotu ∞ .

Pro rovnici (4-80) lze napsat Kirchhoffovu formuli v integrální formě dle [13], která definuje kvadrupól pomocí objemových integrálů a dipól s monopólem pomocí plošných integrálů.

$$\begin{aligned}
 H_{(g)}p'_{a(x,t)} = & \frac{1}{4\pi c} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \iiint_V \frac{T_{ij}\left(y, t - \frac{r}{c}\right) dy}{|1 - M_r| r} + \\
 & + \frac{1}{4\pi c} \frac{\partial}{\partial x_i} \iint_S \frac{F_i\left(y, t - \frac{r}{c}\right) dS_{(y)}}{|1 - M_r| r |\nabla g|} \\
 & + \frac{1}{4\pi c} \frac{\partial}{\partial t} \iint_S \frac{Q_i\left(y, t - \frac{r}{c}\right) dS_{(y)}}{|1 - M_r| r |\nabla g|}
 \end{aligned} \tag{4-82}$$

$$M_r = \frac{\partial r}{\partial \tau} c \tag{4-83}$$

kde je

M_r [-] Machovo číslo vyjádřené ve směru vektoru r , tj. ve směru složky rychlosti proudění tekutiny v_r .

První člen vpravo v rovnici (4-82) popisuje vliv kvadrupólu, druhý člen vliv dipólu a třetí člen vliv monopólu. Řešení této rovnice značně komplikuje přítomnost objemového integrálu pro výpočet kvadrupólu, tj. vlivu turbulentních vírových struktur za obtékaným předmětem. Brentner a Farassat [5] definuje řešení této rovnice. Jednoduše lze popsat výsledný akustický tlak vztahem (4-84). Akustický tlak z rovnice (4-82) lze snadno dopočítat, za předpokladu izoentropického chování (tj. rychlosti pod hodnoty Machova čísla jedna), dle vztahu (4-36).

$$p'_{a(x,t)} = p'_{Q(x,t)} + p'_{D(x,t)} + p'_{M(x,t)} \tag{4-84}$$

kde je

$p'_{Q(x,t)}$ [Pa] akustický tlak ve sledovaném bodě způsobený zdrojem kvadrupól, tj. turbulentními vírovými strukturami, jedná se o zvuk způsobený v celém objemu tekutiny, nikoliv povrchově na ploše g .

$p'_{D(x,t)}$ [Pa] akustický tlak ve sledovaném bodě způsobený zdrojem dipól, tj. dynamickými setrvačnými a odporovými silami působící na obtékaný předmět, zdroj zvuku nejvíce vyzařuje ve směru kolmo na délku obtékaného předmětu, tzv. „Loading noise“, zdroj hluku je dominantní právě při obtékání statických předmětů,

$p'_{M(x,t)}$ [Pa] akustický tlak ve sledovaném bodě způsobený zdrojem monopól, jedná se o hluk při vytlačení hmoty tekutiny obtékaným předmětem, zdroj je typický při rotačních předmětech, např. vrtule letadla, a dominantně působí ve směru vektoru poloměru rotujícího tělesa, tzv. „Thickness noise“. Zdroj je způsoben fluktuující odporovou silou při obtékání předmětu.

Řešení rovnice (4-80) dle [5] zavádí velké zjednodušení zanedbání vlivu kvadrupólu, jelikož při nízkých Machových číslech proudění vzduchu je vliv vírových

struktur v turbulentním proudění za tělesem malý. Tím se celé řešení rovnice „značně zjednoduší“. V rovnicích (4-85) a (4-86) pro akustický tlak monopólu a dipólu jsou proměnné v integrálech v hranatých závorkách vztaženy k času τ , tj. době kdy dojde v proudovém poli k fluktuaci.

$$4\pi p'_{D(x,t)} = \frac{1}{c} \iint_{g=0} \left[\frac{\frac{\partial L_r}{\partial \tau}}{r(1-M_r)^2} \right]_{\tau} dS_{(y)} + \iint_{g=0} \left[\frac{L_r - L_M}{r^2(1-M_r)^2} \right]_{\tau} dS_{(y)} + \frac{1}{c} \iint_{g=0} \left[\frac{L_r \left(r \frac{\partial M_r}{\partial \tau} + c(M_r - M^2) \right)}{r^2(1-M_r)^3} \right]_{\tau} dS_{(y)} \quad (4-85)$$

$$4\pi p'_{M(x,t)} = \iint_{g=0} \left[\frac{\bar{\rho}_a \left(\frac{\partial U_n}{\partial \tau} + U_i \frac{\partial n_i}{\partial \tau} \right)}{r(1-M_r)^2} \right]_{\tau} dS_{(y)} + \iint_{g=0} \left[\frac{\bar{\rho}_a U_n \left(r \frac{\partial M_r}{\partial \tau} + c(M_r - M^2) \right)}{r^2(1-M_r)^3} \right]_{\tau} dS_{(y)} \quad (4-86)$$

$$U_i = u_i + \frac{\rho_a}{\rho_a} (v_i - u_i) \quad (4-87)$$

$$L_i = P_{ij} \hat{n}_j + \rho_a v_i (v_n - u_n) \quad (4-88)$$

$$P_{ij} = p'_a \delta_{ij} \quad (4-89)$$

$$L_r = L_i r_i \quad (4-90)$$

$$L_M = L_i M_i \quad (4-91)$$

$$U_n = U_i n_i \quad (4-92)$$

$$M = \frac{u_i}{c} \quad (4-93)$$

$$\tau = t - \frac{r}{c} \quad (4-94)$$

kde je

U_i [m/s] poměrová rychlost zavedená Francesantonio [14],

L_i [Pa] tenzor tlaku, zavedený Francesantonio [14],

\hat{n}_j [-] jednotkový normálový vektor na ploše $g = 0$

Pro nepohyblivá obtékaná tělesa platí:

$$U_i = \frac{\rho_a}{\rho_a} v_i \quad (4-95)$$

$$L_i = P_{ij} \hat{n}_j + \rho_a v_i v_n \quad (4-96)$$

$$M = L_M = 0 \quad (4-97)$$

$$4\pi p'_{D(x,t)} = \frac{1}{c} \iint_{g=0} \left[\frac{\partial L_r}{\partial \tau} \right]_{\tau} dS_{(y)} + \iint_{g=0} \left[\frac{L_r}{r^2(1-M_r)^2} \right]_{\tau} dS_{(y)} + \frac{1}{c} \iint_{g=0} \left[\frac{L_r \left(r \frac{\partial M_r}{\partial \tau} + c M_r \right)}{r^2(1-M_r)^3} \right]_{\tau} dS_{(y)} \quad (4-98)$$

$$4\pi p'_{M(x,t)} = \iint_{g=0} \left[\frac{\bar{\rho}_a \left(\frac{\partial U_n}{\partial \tau} + U_i \frac{\partial n_i}{\partial \tau} \right)}{r(1-M_r)^2} \right]_{\tau} dS_{(y)} + \iint_{g=0} \left[\frac{\bar{\rho}_a U_n \left(r \frac{\partial M_r}{\partial \tau} + c M_r \right)}{r^2(1-M_r)^3} \right]_{\tau} dS_{(y)} \quad (4-99)$$

Pro vyjádření vlivu $p'_{Q(x,t)}$ při řešení obtékání předmětu lze vyjít např. z literatury [4]. Nicméně pro nízká Machova čísla je při obtékání předmětu vliv kvadrupólu malý, tudíž se za cenu významného zjednodušení vliv kvadrupólu zanedbává. Výsledný akustický tlak při obtékání tělesa bude vyjádřen vztahem (4-100). Právě výhoda metody FW-H je ta, že ve výpočtovém algoritmu lze vliv monopólu, dipólu a kvadrupólu oddělit pro případné zjednodušení úloh. Samozřejmě jde o matematické vyjádření, ve skutečnosti se tyto zdroje vzájemně ovlivňují, s určitou chybou lze však řešení zjednodušit.

$$p'_{a(x,t)} \approx p'_{D(x,t)} + p'_{M(x,t)} \quad (4-100)$$

4.7 Simulace aerodynamického hluku

Systém turbulentních struktur od malých po velká měřítka je vždy prostorový, jedná se o prostorové víry i těch nejmenších struktur, např. vlásečnicové vírové struktury vznikající u obtékaného povrchu [56]. Model turbulentního proudění musí být vždy trojrozměrný. Rozměr obtékaného předmětu v ose \mathbf{z} , tj. protáhnutí do 3D, má vliv na výsledné spektrum akustického tlaku a celkovou hodnotu akustického tlaku. Dle experimentů [20] při obtékání válců a elipsoidních tyčí se hodnota Strouhalova čísla, na němž je dominantní hodnota akustického tlaku, ustálí při poměru \mathbf{z}/D větší jak 20. V prováděných experimentech je hodnota $\mathbf{z}/D = 37,5$. Vlastní simulace ve 3D, viz kapitola 6, byly prováděny jak pro hodnotu $\mathbf{z}/D = 5$, tak 37,5. Význam délky \mathbf{z} obtékaného předmětu (válec, lopatka, ...) je ten, že rozrušený proud vzduchu vytvoří za předmětem nikoliv válcové struktury, nýbrž jednotlivé segmenty vírových struktur připomínající vlny „stuhy“. Tyto stuhy z hlediska hluku v sobě představují jednak vliv turbulentních struktur (pro rychlosti $Ma < 1$ je zanedbatelný) a zejména vliv dynamických sil od pohybu „stuhy“ v příčném směru vůči proudění, tj. dipólový zdroj. Simulace prezentované v kapitole 6 byly provedeny pro válec, lopatku (jedná se o pozici lopatky L1D_0°, viz popis

experimentu v kapitole 5) a dále pro čochovitý tvar lopatky (proveden vlastní návrh lopatky). Výsledky a popis jednotlivých modelů je uveden v kapitole 6.

Každý dipólový zdroj generuje rozruch do okolí ve formě akustického tlaku (změna statického tlaku). Výsledné spektrum akustického tlaku v kontrolním bodě dále od předmětu (v místě „medium at rest“) je odvislé od množství signálů (pulzů) od jednotlivých dipólů vznikajících na hraně lopatky. Pokud bude dipólových zdrojů více, tj. vliv délky obtékaného předmětu, bude i vícekrát zachycen pulz od jednotlivých dipólů a tím lze předpokládat posunutí spektra akustického tlaku do vyšších frekvencí. Zásadní vliv délky z simulovaného předmětu je zejména v celkové emisi hluku, jelikož delší předmět představuje více dipólových zdrojů (vlajících stuh), jejichž vliv lze logaritmicky sčítat ve výslednou hladinu akustického tlaku. Z této analogie ani není možné očekávat správný výsledek od 2D simulace, viz [35].

Simulace aerodynamického hluku je nestacionární úloha, vzhledem k nízkým rychlostem proudění ($v_s \leq 18 \text{ m/s}$) je uvažována konstantní hustota vzduchu $1,225 \text{ kg/m}^3$, řešení rovnic je pressure based. Výpočetní síť a časový krok simulace je třeba provést v souladu s měřítky turbulence (Kolmogorovými a Taylorovým). Hodnota časového měřítka τ_n dle vztahu (4-101) je zvolena, odhadnuta, s ohledem na zachycení nejrychlejších dějů v proudění ve vztahu k frekvenci aerodynamického hluku a také vzhledem ke konvergenci úlohy. Časové měřítko dle Kolmogora (4-101) je pak použito jako časový krok v nestacionární simulaci.

$$\tau_n = \left(\frac{\nu}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{2}} = \Delta t \quad (4-101)$$

kde je

τ_n	[s]	Kolmogorovo časové měřítko.
Δt	[s]	časový krok simulace,
ν	[m ² /s]	kinematická viskozita vzduchu, uvažována konstantní $1,33 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$.

Na základě předpokladu časového měřítka a výpočtu rychlosti disipace ε dle (4-102) lze určit Kolmogorovo délkové měřítko η , viz (4-103), které tvoří pomyslné rozhraní velikosti dějů mezi inerciální podoblastí (s minimálním vlivem vazkosti) a oblastí disipace. Pokud by se prováděla přímá simulace DNS pro danou úlohu, bylo by toto měřítko výchozím bodem pro zadání nejmenší velikosti výpočetní sítě (pro zachycení co nejvíce dějů v oblasti disipace by měla být buňka ještě o něco menší). Pro představu to znamená pouze na povrchu lopatky typu L1D, viz kapitola 5 Obr. 5-3, s poměrem $z/D = 5$ celkem 60 mil buněk, tj. při 3D rozměru lze předpokládat počet buněk řádově 10^9 . Výhodou použité metody LES je možnost zvolit větší výpočetní buňku za předpokladu využití zjednodušeného modelu pro dopočítání dějů menších než velikost buňky, tj. dějů, u kterých se předpokládá, že spadají již do statisticky izotropních a lze pro ně použít jednodušší model. V simulaci byl použit subgrid model Smagorinsky Lilly

[54]. Pro model Smagorinsky Lilly je zavedená stejnojmenná konstanta C_S , která dle [54] může být 0,1 až 0,18 dle daného typu proudění (používá se při výpočtu turbulentní viskozity). Podle simulací [37] a [60] je vhodné pro úlohy s obtékáním kolem stěny uvažovat hodnotu $C_S = 0,1$, nicméně na příklad při simulování obtékání křídél uvažoval autor $C_S = 0,17$ [18] (použil software OpenFOAM). Pro výpočet vlastní simulace byla použita hodnota $C_S = 0,1$, což je i defaultní nastavení použitého softwaru Fluent [3].

$$\varepsilon = \frac{v}{\tau_n} \quad (4-102)$$

$$\eta = \left(\frac{v^3}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{4}} = LRe_T^{\frac{-3}{4}} \quad (4-103)$$

$$Re_T = \frac{k^2}{\varepsilon v} \quad (4-104)$$

$$\mathcal{L} = \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon} \quad (4-105)$$

$$k = \frac{1}{2}v^2 \quad (4-106)$$

kde je

ε	[m ² /s ²]	rychlost disipace energie,
η	[m]	Kolmogorovo délkové měřítko,
Re_T	[-]	turbulentní Reynoldsovo číslo,
\mathcal{L}	[-]	turbulentní délkové měřítko (známé také jako integrální délkové měřítko),
k	[m ² /s ²]	měrná kinetická energie.

Dalším měřítkem turbulence je turbulentní délkové měřítko \mathcal{L} (známé také jako integrální délkové měřítko), které naopak vymezuje velikost největších vírů [57], a lze ho určit vztahem (4-105) při znalosti měrné kinetické energie proudění dle (4-106). Mezi délkovým měřítkem turbulence \mathcal{L} a Kolmogorovým měřítkem η se nachází Taylorovo mikroměřítko turbulence λ_T , lze ho odhadnout dle (4-107) [52]. Taylorovo mikroměřítko turbulence představuje horní hranici inerciální podoblasti. Pod touto hranicí, tj. v inerciální podoblasti, dochází ke změně energie vírů zastoupenou třecí a dynamickou silou na tepelnou energii.

$$\lambda_T \approx \sqrt{10 \frac{kv}{\varepsilon}} \quad (4-107)$$

kde je

λ_T	[-]	Taylorovo mikroměřítko turbulence.
-------------	-----	------------------------------------

Pro určení hrubosti výpočetní sítě, tj. rozměr nejmenší buňky pro použití modelu LES, byl použit vztah (4-108) [1].

$$\Delta x_{min} \approx MAX \left(\lambda_T; \frac{\mathcal{L}}{10} \right) \quad (4-108)$$

kde je

Δx_{min} [m] rozměr nejmenší buňky výpočetní sítě, tj. v blízkosti lopatky a v oblasti za lopatkou, v místě tvorby vírové stezky.

Časové měřítko, resp. krok, v případě aerodynamického hluku lze odvodit z předpokladu, jak velký rozsah spektra bude zkoumán a zároveň s ohledem na konvergenci úlohy, která by měla být pro rezidua pod $\ll 10^{-3}$. Minimum zkoumané frekvence je 20 000 Hz, jelikož je to horní prahová hodnota vnímání lidského ucha. Simulace byly zprvu provedeny s časovým krokem $\Delta t = 5 \cdot 10^{-6}$ s a následně (po zjištění hodnoty CFL výrazně menší než 1, viz (4-109)) i s hodnotou $\Delta t = 10^{-5}$ s. Výsledné spektrum má tak rozsah do 100 kHz, resp. 50 kHz. Nicméně pro lepší konvergenci úlohy je vhodnější nechat časový krok pro hodnotu $\Delta t = 5 \cdot 10^{-6}$ s. Spodní hodnotu akustického spektra pak vymezuje množství simulovaných časových kroků, kterých bylo vždy provedeno min. 5 000 od získání vyvinutého proudění (např. pro rychlost 12 m/s to představuje – dle velikosti úlohy a časového kroku, minimálně 13 000 kroků), tj. nejnižší zaznamenaná frekvence je přibližně od 20 Hz. Vzhledem k provedeným experimentům je takový rozsah plně dostačující, jelikož z hlediska výskytu ve spektru je aerodynamický hluk od obtékání lopatek účinný až od 160 Hz.

Pro celkové vyhodnocení kvality simulace, je důležité kritérium Courant-Friedrichs-Lewy (CFL, označováno jako Courant number Co), viz vztah (4-109), které musí být nižší než 1 [9], v opačném případě by numerická viskozita dosahovala záporných výsledků a úloha by nebyla stabilní, nekonvergovala by [10]. Toto ověření, lze však provést až po nastavení simulace a vyvinutí proudění.

$$Co = v \frac{\Delta t}{\Delta x} \ll 1 \quad (4-109)$$

kde je

Co [-] Courantovo číslo, podmínka $Co \ll 1$ souvisí s konvergencí úlohy, numerická viskozita musí být kladná [10], vyhodnocuje se statisticky po provedení množství časových kroků (po vyvinutí proudění).

Akustické simulace lze provádět až po získání úlohy s vyvinutým prouděním. Pro nestacionární úlohu je to zásadní krok. V provedených simulacích, byl přístup takový, že vyvinuté proudění lze očekávat tehdy, kdy udělá takový počet časových kroků, že se z místa „velocity inlet“ (vstup do úlohy) dostane částice na výstup z úlohy – „pressure outlet“ a to unášivou rychlostí proudu vzduchu. Pro úlohu o délce 1,2 m s rychlostí

proudění $v_s = 12 \text{ m/s}$ a časovém kroku $\Delta t = 5 \cdot 10^{-5} \text{ s}$ to znamená provést minimálně 10 000 kroků. Úlohy byly s ohledem na dostupný výpočetní výkon (maximálně 48 jader, 3.4 GHz, 256 GB RAM) omezeny na 70 milionů buněk. Řešení jednoho kroku bylo průměrně v délce do 2 minut, tj. pro získání vyvinutého proudění je zapotřebí 20 000 minut, tj. 14 dnů výpočetního času. Následně lze vyhodnotit Courantovo číslo, které ale souvisí i s průběhem reziduí, která by měla po vyvinutí proudění dosahovat hodnoty 10^{-4} .

5. Experimentální část

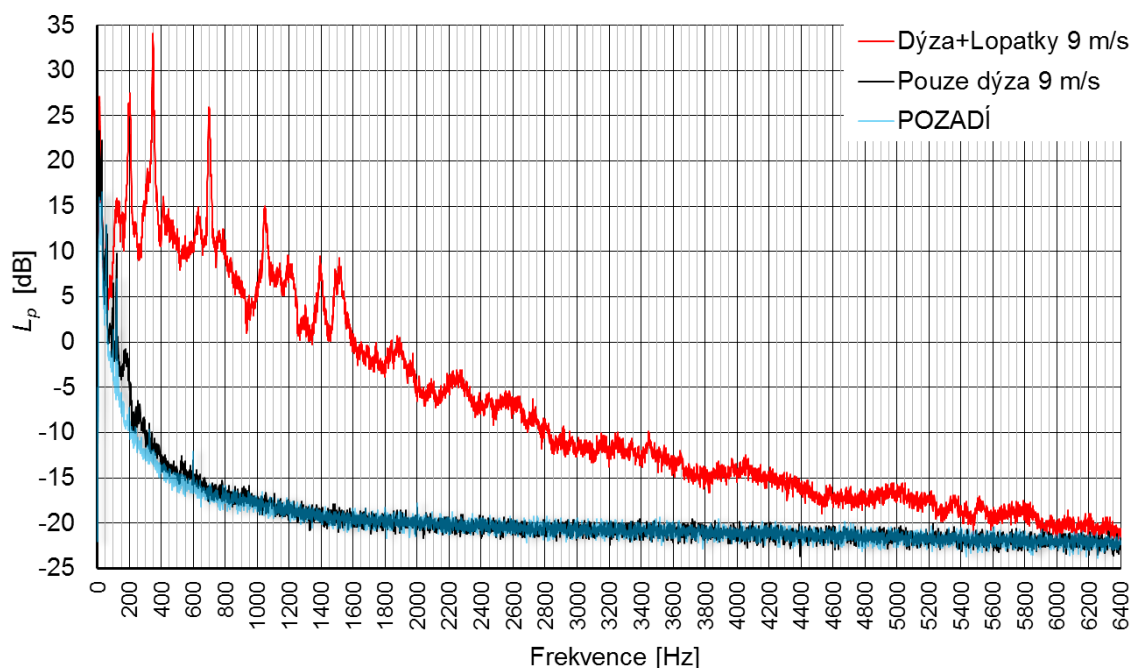
Experiment je v této práci použit pro nalezení spojitosti mezi ději fluktuace rychlosti proudění, rychlostí vibrací obtékaných lopatek vzduchotechnických mříží a celkovým generovaným akustickým tlakem do okolí v přímém poli zvukových vln. Výsledkem je spektrální podobnost těchto dějů a hledání závislostí výskytu frekvenčních peaků Strouhalových čísel na rychlosti proudění, dále vyjádřené Reynoldsovým bezrozměrným kritériem. Práce se věnuje aerodynamickému hluku při nízkých Machových číslech, konkrétně $Ma < 0,05$ (pod 18 m/s). Jedná se o komplexní přístup k této problematice, protože dosud nebyl předložen ucelený soubor dat pro tuto oblast nízkých rychlostí proudění. Experimentálně zjištěná data jsou dále použita pro validaci výsledků simulací, popsanych v kapitole 6, bez čehož by výsledky simulace nemohly být věrohodně prezentovány, popř. rozdíl mezi výsledky naznačuje nedostatky simulačních nástrojů právě pro oblast nízkých rychlostí proudění.

5.1 Metodika měření a vyhodnocení

Veškerá prezentovaná experimentální měření v této disertační práci byla prováděna v laboratorních podmínkách. V této části je popsána zvolená metodika měření akustického tlaku, rychlosti vibrací a fluktuací proudění.

5.1.1 Základní koncept experimentu

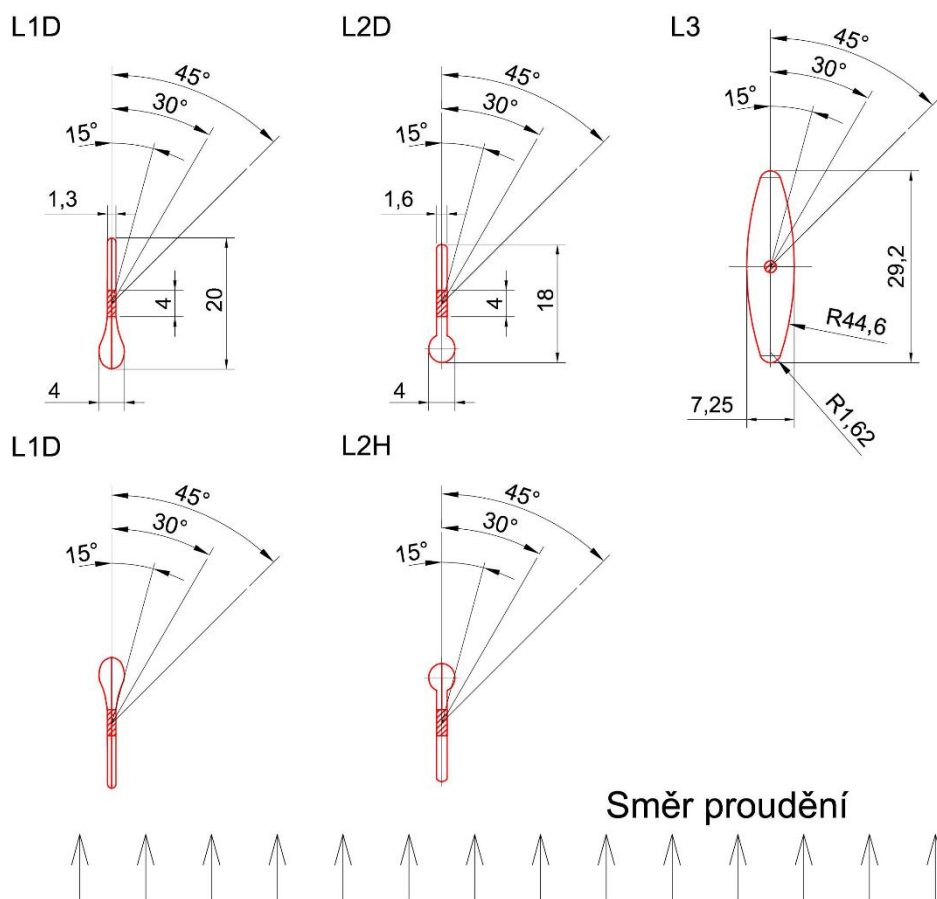
Vzhledem ke zkoumaným nízkým rychlostem proudění $Ma < 0,05$ (pod 18 m/s) jsou celkově generovány nízké hodnoty aerodynamického zvuku, což si klade vysoké nároky na zvukové pozadí v laboratoři, ve které se měření provádělo a zejména na „tichý“ generátor proudu vzduchu. Na *Obr. 5-1* je uvedena ukázka FFT spektra hladin akustického tlaku ve vzdálenosti 1 m od středu samotné experimentální vyústky – dýzy a dýzy s lopatkami VZT mříže pro rychlost proudění 9 m/s. Obrázek je pouze ilustrativní a prezentuje frekvenční oblast zatopeného proudu = kvadrupól – nízkofrekvenční zdroj a obtékání lopatek VZT mříží = kombinace monopólu a dipólu. Z diagramu je patrný vliv zatopeného proudu do 100 Hz, od této hranice dominantně převažuje aerodynamický zvuk od obtékání. Spodní hranice zkoumaných rychlostí při obtékání lopatkových mříží byla 3,15 m/s, tj. $Ma \approx 0,0093$. Pod touto hranicí lze aerodynamický zvuk považovat za bezvýznamný, resp. nebylo možné zvuk prokazatelně identifikovat.



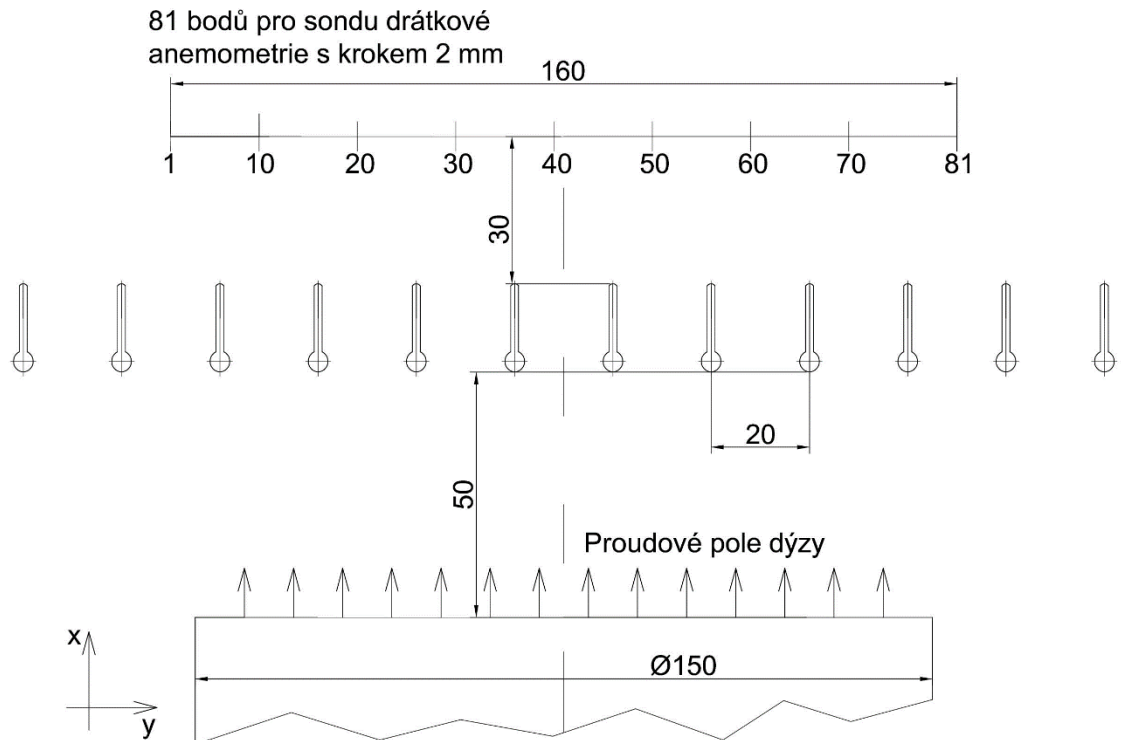
Obr. 5-1 FFT spektrum hladin akustického tlaku ve vzdálenosti 1 m od středu samotné experimentální vyústky – dýzy a dýzy s lopatkami VZT mříže pro rychlost 9 m/s, hodnota pozadí hluku v laboratoři.

Vyhodnocování aerodynamického zvuku je provedeno jako porovnání spektra fluktuací rychlosti za lopatkovou mříží, spektra vibrací lopatky a následně výsledného spektra akustického tlaku. Cílem je poukázat na pravidelnosti, které se v jednotlivých fyzikálních dějích vyskytují. Následně vyloučit zejména vliv vibrací – chvění samotné lopatky od proudění na celkovém generovaném zvuku. Aerodynamický zvuk je vždy zásadně v dominantní míře spojen s děním v oblasti proudění, nikoliv s děním přes sekundární zdroj – vibrace rozechvělých lopatek vlivem proudění. Výjimkou jsou samozřejmě tenkostěnné poddajné velkoplošné plechové konstrukce, které zaručeně generují významný zdroj hluku samotnými vibracemi oproti aerodynamickému hluku, viz např. [8].

Celkově bylo měření provedeno pro 3 základní druhy tvarů běžných lopatkových mříží užívaných ve VZT systémech jako koncové vyústky, a to pro úhly natočení 0° , 15° , 30° a 45° . Tvary a rozměry lopatek jsou uvedeny na Obr. 5-2. Lopatky typu L1 a L2 jsou vyrobeny z hliníku (lopatka je vyplněna materiálem). Lopatky L3 jsou z lisovaného plechu ze slitiny železa, lakované, konstrukce je dutinová – jedná se o typ „tichých“ lopatek (zároveň řádově dražších, než typ L1 a L2). Lopatky L1 jsou délky 500 mm, L2 jsou délky 480 mm, lopatky L3 délky 490 mm. Základní koncept uspořádání experimentu je uveden na řezu experimentální vyústkou a obtékanými lopatkami (typ lopatek ozn. pro danou polohu L2D_0°) na Obr. 5-3. Bližší popis měřicí tratě, konkrétně experimentální vyústky, je uveden v kapitole 5.1.5.



Obr. 5-2 Tvary lopatek koncových VZT mříží použitých v experimentu.



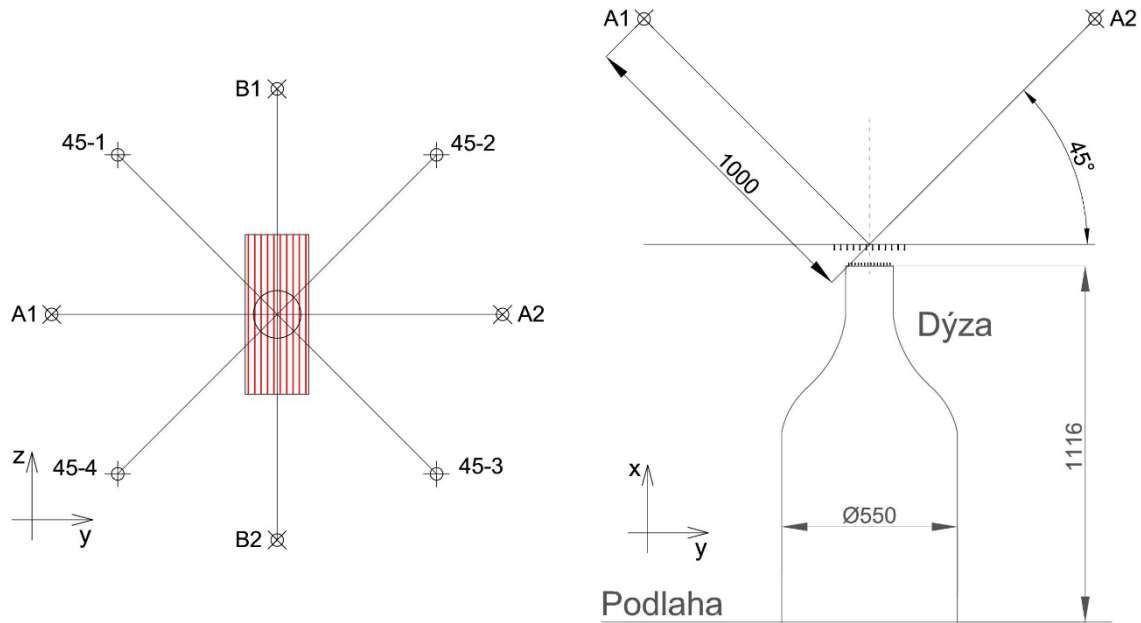
Obr. 5-3 Řez základním uspořádáním měření aerodynamického hluku od obtékání lopatkové mříže, zobrazení měření drátkovou anemometrií, typ lopatek L2 poloha D natočení 0° . Rozteč lopatek L1, L2 a L3 byla vždy 20 mm.

5.1.2 Akustická měření

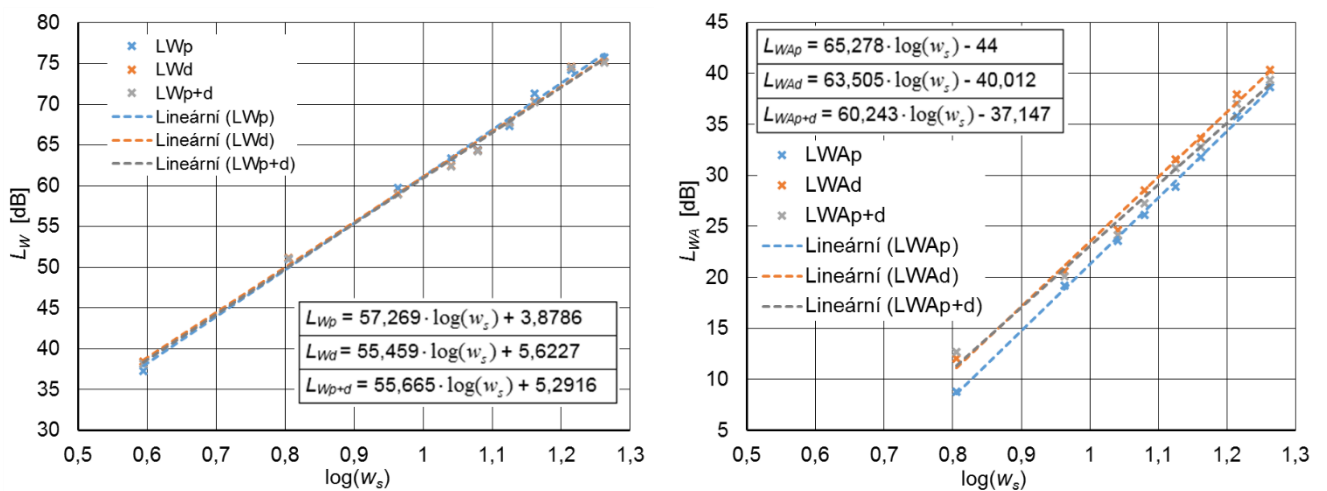
Měření hladiny akustického tlaku bylo prováděno v poli přímých vln, tj. ve vzdálenosti 1 m od středu lopatkové mříže pod úhlem 45° od osy dýzy, tj. mimo dosah proudu a ve směru dominantního vyzařování zvuku, viz Obr. 5-3A. Základní rozměry akustické laboratoře jsou $5,5 \times 5,5$ m, výška 3,5 m. Povrch stěn a stropu je opatřen zvukopohltivým molitanem Polyson, podlaha je betonová. Laboratoř není dům v domě, avšak hluk pozadí dosahuje hladiny akustického tlaku A $L_{pA} = 18,3$ dB, viz FFT spektrum Obr. 5-1.

Vlivu akustické laboratoře na šíření zvuku se věnuje literatura [1], kde bylo provedeno porovnání hladin akustického výkonu původní měřicí trati (dýzy) třemi možnými způsoby, tj. na základě měření hladin akustického tlaku v poli přímých vln ozn. L_{wp} , tj. 1 m od středu vyústky, dále měření hladin akustického tlaku v difúzním poli v rozích místnosti vždy min. 1 m od zdi ve výšce 1.6 m nad podlahou. V difúzním poli byla hladina akustického výkonu stanovena jednak pouze podle difúzního pole ozn. L_{wd} , a jednak se započítáním i přímých vln ozn. L_{wp+d} . Takto byly hladiny akustických výkonů stanoveny pro rychlosti proudění z vyústky od 4 do 18 m/s (střední rychlost proudění dle průřezu). Na Obr. 5-4 je uvedeno porovnání hodnot hladin akustického výkonu (vlevo) a hladin akustického výkonu A (vpravo). Z diagramu je patrné, že rozdíl mezi těmito

3 metodami je zanedbatelný, pohybuje se v rozsahu pro nekorigované hodnoty do 0,6 dB, pro korigované váhovým filtrem a do 2,8 dB. U korigovaných hodnot filtrem A, je větší rozdíl hladin akustického výkonu při nízkých rychlostech proudění, a to z důvodu toho, že generovaný hluk vyústkou je malý a vzdálenější měřicí body jsou pak více ovlivněny hlukem pozadí.



Obr. 5-3A Uspořádání měřících bodů pro akustická měření, bod **A** = půdorysně kolmo na lopatku, **B** = půdorysně v ose lopatky, **45** = 45° od osy lopatky, vlevo je půdorys měření, vpravo je řez dýzou a body A1 a A2.



Obr. 5-4 Porovnání hladin akustického výkonu původní experimentální vyústky [1] v akustické laboratoři stanovených měření L_p v přímém poli ve vzdálenosti 1 m od středu dýzy ozn. L_{Wp} , měření L_p v difúzním poli 1 m od stěn ozn. L_{Wd} a dle difuzního pole se započítáním i přímých vln šířené do difuzního pole L_{Wp+d} .

Akustická měření probíhala současně vždy ve čtyřech bodech kolem vyústky a následně byly body pootočený o 45° do dalších pozic, aby měření bylo rovnoměrně kolem dýzy v 8-mi bodech, tj. bod **A** = půdorysně kolmo na lopatku, **B** = půdorysně v ose lopatky, **45** = 45° od osy lopatky, viz *Obr. 5-3A*. Aerodynamický hluk od lopatkových mříží je dipólový zdroj, tj. v bodech A1 a A2 půdorysně kolmo na lopatku dosahuje zvuk nejvyšších hodnot. Na *Obr. 5-5* je pro názornost uvedeno 1/3 spektrum hluku od lopatky, porovnání vyzařování hluku do jednotlivých směrů. Hladina akustického tlaku byla měřena jako ekvivalentní hladina akustického tlaku v délce 20 s. Jako výsledný hluk generovaný od koncových lopatkových VZT mřížích je považován logaritmický průměr z 8-mi měřících bodů kolem dýzy. Jako zvukové pozadí pro měření hluku od lopatek vždy bylo uvažováno proudění samotné dýzy.

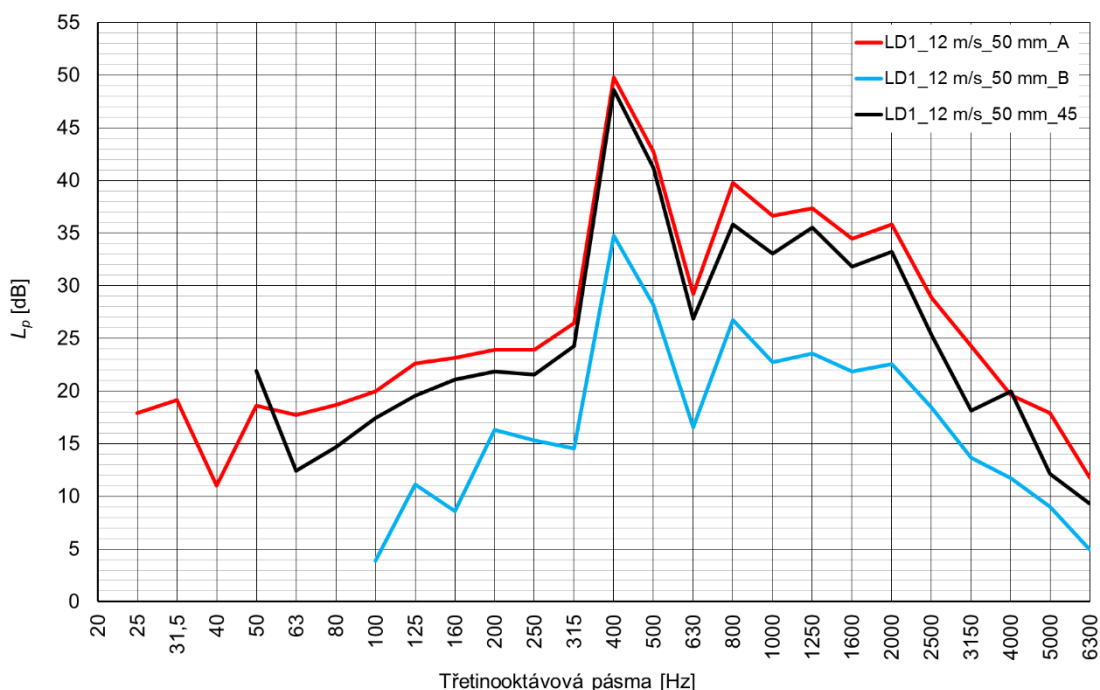
Zvuk je vyhodnocován v FFT spektru od 1 až 6400 Hz. Do 18 m/s se aerodynamický zvuk od obtékání lopatek projevuje v pásmu 100 až 6300 Hz. Pod 100 Hz jsou hodnoty hladin akustického tlaku v úrovni pod hlukem pozadí, tj. samotné dýzy. Frekvenční spektra zvuku jsou přepočítávána na Strouhalovo číslo dle vztahu (5-1). Strouhalovo číslo je parametr, který dává do poměru periodicky opakující se děje vztažené k charakteristickému rozměru (největší tloušťka lopatky) a rychlost nerušeného proudu, který tyto děje způsobuje. U obtékaných předmětů je hodnota **Sh** pro maximum ve spektru konstantní od určité hodnoty **Re** (běžně je uváděno **Sh** ≈ 0,2 pro válce od $Re > 2000$) a závisí současně i na délce **z** obtékaného předmětu, viz [20]. V prováděných experimentech je hodnota **z/D** = 37,5 pro lopatky L1 a L2 a 25 pro L3.

$$S_h = \frac{fD}{v_s} \quad (5-1)$$

$$Re = \frac{lv_s}{\nu} \quad (5-2)$$

kde je

f	[Hz]	frekvence,
D	[m]	charakteristický rozměr obtékaného předmětu, tj. největší tloušťka lopatky nebo průměr válce,
v_s	[m/s]	střední rychlost proudění dle průřezu v ústí dýzy (experimentální vyústky),
l	[m]	šířka (ve směru proudění) obtékaného předmětu.



Obr. 5-5 Ukázka porovnání třetinooktávových spekter hladin akustického tlaku ve vzdálenosti 1 m od lopatky typu L1D₀° pouze pro jednu lopatku, měření v bodech **A** = půdorysně kolmo na lopatku, **B** = půdorysně v ose lopatky, **45** = 45° od osy lopatky.

5.1.3 Měření vibrací lopatek

Měření hladiny rychlosti vibrací bylo prováděno mechanickým čidlem o hmotnosti 1 g, tj. min 50x lehčí, než je hmotnost jedné lopatky typu L1, L2 nebo L3. Čidlo bylo umístěno vždy na lopatce protínající osu dýzy, na ploché části lopatky. Čidlo bylo orientováno ve směru osy y (směr x je směr proudění vzduchu) dle Obr. 5-3, ve směru největší dynamické zátěže od odtrhávání vírových struktur. Hladiny rychlosti vibrací jsou stejně jako hluk zpracovány v FFT spektru v rozsahu 1 až 6400 Hz.

Rychlost vibrací je vyhodnocována za účelem prozkoumání vlivu vibrací lopatky na celkový generovaný zvuk od obtékání lopatek. Lopatky se citelně chvějí, ovšem lze s jistotou konstatovat, že zdroj zvuku není chvějící se lopatka, nýbrž vírové struktury za lopatkou. Po zásahu (rukou, předmětem) do vírových struktur za lopatkou (nebo válcem) se struktury vyruší a charakteristické tóny zmizí. Pro zjištění vlivu vibrací na celkovou hlukovou emisi lze vyjít ze vztahu základní definice hladiny rychlosti vibrací dle (5-3). Rychlost vibrací na povrchu tělesa bude do okolního vzduchu generovat rozruch. V blízkosti povrchu tělesa lze rychlost kmitání povrchu dát do rovnosti s akustickou rychlostí (při zjednodušení uvažování monopólového, resp. dipólového zdroje), tj. platí vztah (5-4). Lopatky lze obecně přiřadit k dipólovému zdroji zvuku. Tento zdroj je charakteristický tím, že vykazuje výrazně směrovou charakteristiku, do stran vyzařuje maximum, do ostatních směrů v závislosti kosinu úhlu, viz Obr. 4-2. Pro řešený případ

je směr 45° od osy dýzy, tj. výsledná rychlost vibrací je přepočítána do daného směru a jsou uvažovány efektivní hodnoty amplitud, viz vztah (5-5). Akustický výkon lze potom vypočítat dle vztahu (5-6). Výsledná průměrná hladina akustického tlaku způsobená vibracemi lopatek byla stanovena ve vzdálenosti 1 m od středu dýzy a to jako logaritmický průměr v 8 kontrolních bodech kolem středu. Vztah (5-7) platí pro nejvyšší hladinu z 8-mi bodů, tj. půdorysně kolmo na lopatku, tj. v ose **Y** (2 body ozn. jako poloha **A**). Dále byl zvuk přepočítán do čtyř bodů půdorysně pod 45° od osy **Z** (4 body ozn. jako poloha **45**) a do bodů půdorysně v ose lopatky, tj. půdorysně v ose **Z** ve dvou bodech ozn. poloha **B**, viz *Obr. 5-3A*. Mezi jednotlivými body **A**, **B** a **45** je významný rozdíl, viz porovnání na *Obr. 5-5*. V bodech **A** a **45** je relativně podobná úroveň akustického tlaku, v bodech **B** je o 15 dB méně. Tato úvaha byla použita i pro stanovení výsledné průměrné hladiny akustického tlaku způsobené vibracemi lopatek, a to pro celé spektrum.

Nejzásadnějším parametrem z hlediska vyzáření akustické energie je činitel vyzářování σ (někdy také značen jako s). V literatuře existují postupy, jak tento činitel určit pro desky, tyče, pro hmotné konstrukce (při problematice hluku generovaného chvějící se stavbou – průjezd vlaku a metra pod budovou nebo vedle ní). Pro představu o problematice činitele vyzářování je zde uvedeno porovnání. Pokud bude budící frekvence $f = 113$ Hz, charakteristický rozměr 4 mm, materiál hliník (materiál lopatek). Pro tento případ se jedná o podkritickou oblast, kritická frekvence vychází v úrovni $f_{krit} = 3130$ Hz. V této oblasti by lopatky měly do okolí vyzářovat zvuk minimálně. Pro případ desky o základním rozměru 0,5 m a tloušťce 4 mm je $\sigma = 3,6 \cdot 10^{-2}$, pro teoretický zdroj monopól (koule o průměru 4 mm) je $\sigma = 1,7 \cdot 10^{-5}$ a pro případ dipólového zdroje (řešené lopatky) je $\sigma = 1,5 \cdot 10^{-6}$. Parametr činitele vyzářování vykazuje rozdíl několika řádů pro různé případy zdrojů. Ve výsledcích hladiny akustického tlaku to znamená rozdíly v několika desítkách decibel. To je značná komplikace, tomuto tématu by mohla být věnována celá část práce, ne-li celá práce. V daném případě bude posuzování vibrací lopatky provedeno na základě nahrazení dipólovým zdrojem, tj. koulí o průměru 4 mm pro lopatky L1 a L2 a o průměru 7,25 mm pro lopatky L3. Činitel vyzářování σ je určen dle vztahu (5-8).

$$L_v = 20 \log \left(\frac{v_{vib}}{v_{vib,0}} \right) \quad (5-3)$$

$$(v_{vib} \approx v'_a) \text{ na povrchu} \quad (5-4)$$

$$v'_{a,vib} = \frac{v_{vib}}{\sqrt{2}} \cos(\vartheta) \quad (5-5)$$

$$W = (v'_{a,vib})^2 \overline{\rho_a} c S_p \sigma \quad (5-6)$$

$$L_{p,1m} = 10 \log \left(\frac{W}{W_0} \right) + 10 \log \left(\frac{Q_m}{4\pi r^2} \right) \approx L_W - 11 \quad (5-7)$$

$$\sigma = \frac{1}{3} \frac{(k_v R)^2}{4 + (k_v R)^2} \quad (5-8)$$

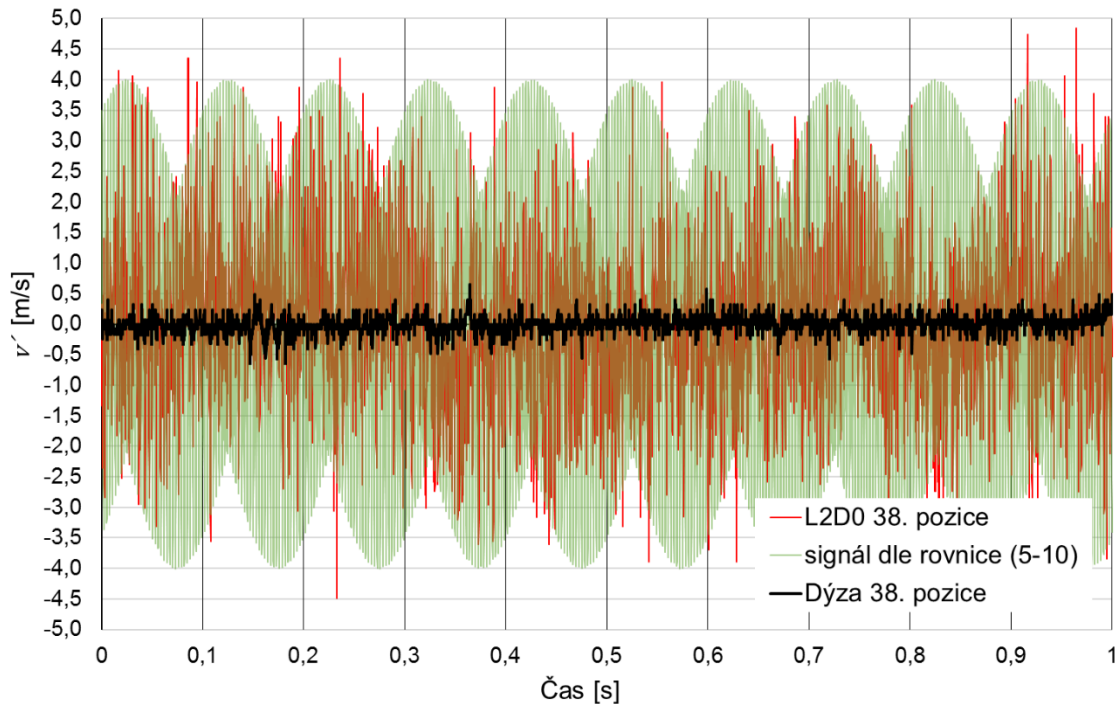
$$k_v = 2\pi \frac{f}{c} \quad (5-9)$$

kde je

v_{vib}	[m/s]	rychlost vibrační povrchu lopatky,
$v_{vib.0}$	[m/s]	referenční hodnota rychlosti vibrací, při měření rychlosti vibrací byla tato hodnota rovna 1 m/s,
ϑ	[-]	úhel směru vyzařování dipólu, viz <i>Obr. 3-2</i> , hodnota 45° pro řešený případ,
σ	[-]	činitel vyzařování,
W	[W]	akustický výkon,
W_0	[W]	referenční hodnota akustického výkonu, 10^{-12} W,
Q_m	[-]	činitel směrovosti (pro předmět ve vzduchu ve volném poli je 1),
k_v	[1/m]	vlnové číslo,
R	[m]	poloměr koule, jež představuje dipólový zdroj, pro řešený případ je to polovina charakteristického rozměru lopatek,
S_p	[m ²]	povrch dipólového zdroje (povrch koule),
$L_{p,1 m}$	[dB]	hladina akustického tlaku ve vzdálenosti 1 m od středu dýzy pod úhlem 45°, v diagramech ozn. jako $L_{p,1 m,vib,dipol}$.

5.1.4 Proudová měření

Veškerá měření rychlosti a jejich fluktuací byla realizována technologií hot wire, tj. drátkovou anemometrií. Měření se prováděla 1D sondou ozn. 55P11, zařízení Dantec stream line. Sondou bylo manipulováno pomocí robotického polohovacího zařízení, nebyla tedy nikdy vyhodnocována jedna hodnota v jednom bodě, nýbrž série 81 bodů v proudu vzduchu. Na *Obr. 5-3* je znázorněn řez měřicí tratí. Počet bodů 81 s krokem 2 mm kryje celý rozsah šířky lopatek zasažených proudem vzduchu z dýzy. Aby bylo možné vytvořit porovnání se spektrem hladin akustického tlaku a rychlosti vibrací, bylo třeba i rychlosti vyhodnocovat pomocí FFT. Zařízení Dantec Stream line, však neumí vyhodnocovat zároveň FFT spektrum, jako je tomu u zařízení pulse pro měření zvuku a vibrací. Byl proto změřen časový záznam s detailním krokem a následně se provedlo zpracování signálu v Matlabu funkcí FFT. Časový záznam v každém bodě byl proveden v délce 1 s o celkovém počtu 10000 kroků na záznam. Takový krok při uvažování tzv. Nyquistovi frekvence (tzv. folding frequency) [7], umožní provést FFT analýzu ve spektru 1 až 5000 Hz.



Obr. 5-6 Časový záznam v 38. pozici sondy 55P11, tj. 74 mm od kraje dráhy sondy (přibližně v místě za lopatkou – výrazná turbulence), pro lopatky L2D0 (natočení 0°) pro rychlost proudění 9 m/s, průměrná změřená rychlost sondou je $\bar{v}_{38,poz} = 8,01$ m/s, a pro samotnou dýzu $\bar{v}_s = 9,04$ m/s. Zelená barva je teor. signál dle rovnice (5-10).

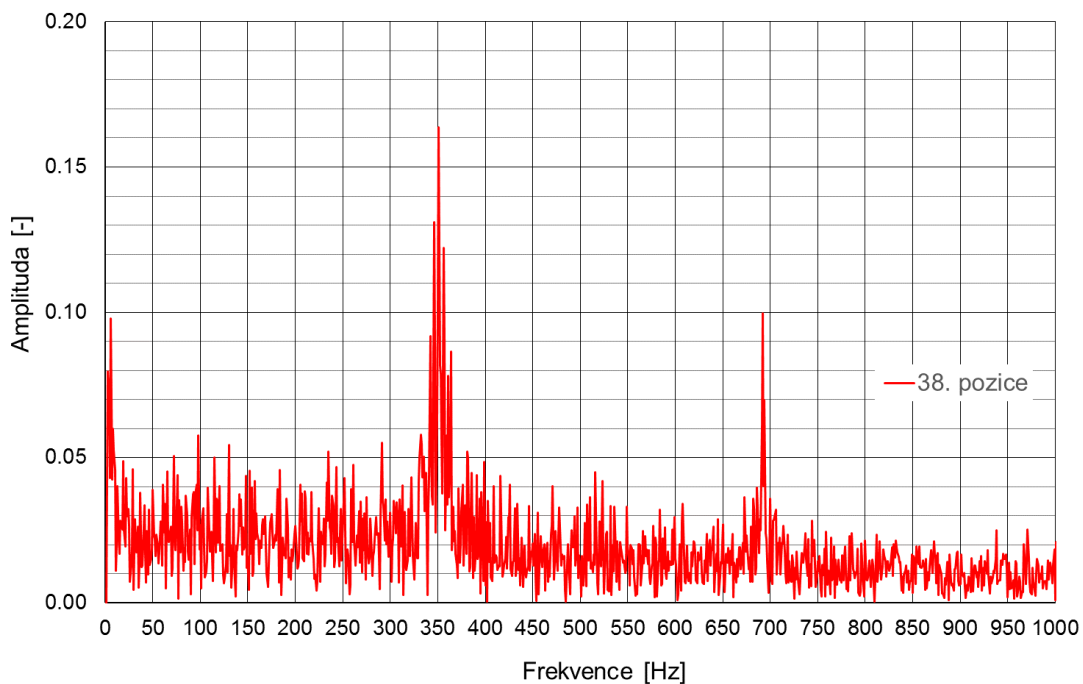
FFT analýza spočívá v transformaci časově závislého signálu do frekvenční závislosti. FFT skládá signál z několika sinusových funkcí o různých frekvencích. Základní tvar takové funkce je vždy amplituda krát sinusová funkce. Zmíněná amplituda pak definuje, jak moc se daná frekvence – sinusová funkce podílí na celkovém signálu. Jedná se tedy o poměrovou hodnotu energie a souvisí s hustotou pokrytí časového záznamu daným signálem. Na Obr. 5-6 je uveden časový záznam v délce 1 s s počtem vzorků 10 000 z měření v pozici sondy 38., tj. 74 mm od kraje dráhy sondy dle Obr. 5-3, pro lopatky L2D0 (natočení 0°) pro rychlost proudění 9 m/s. Fluktuace vykazují přibližně 50 % průměrné změřené rychlosti v dané pozici, která je $\bar{v}_{38,poz} = 8,01$ m/s. Po provedení FFT transformace dle algoritmu na Obr. 5-7 v softwaru Matlab, vznikne spektrum uvedené na Obr. 5-8. Toto spektrum má 2 základní maxima na frekvenci 351 Hz a 692 Hz související s turbulentním prouděním v tekutině za lopatkou. Hodnota amplitudy signálu FFT dosahuje hodnot 0,165 a 0,1. Ostatní frekvence jsou v úrovni pod 0,05 způsobené ne tak výraznými jinými pohyby vzduchu. V nízkých frekvencích cca pod 5 Hz vznikají v určitých polohách sondy v proudovém poli výrazné hodnoty amplitud, viditelné i na spektru na Obr. 5-8, to je pravděpodobně způsobeno náhodnou chybou nebo pohybem robotického posunovacího ramene, které po zastavení vytváří kmitavý pohyb (sonda vždy měřila až 2 s od dosažení požadované pozice). Vzhledem k tomu, že v nízkých frekvencích není vytvářen zvuk obtékáním předmětu (vliv až od 100 Hz),

nýbrž samotnou dýzou, budou dále vyhodnocována FFT spektra fluktuací rychlosti od 10 Hz, popř. od Strouhalova čísla 0,05.

```
[d] = xlsread(filename);           % data pro FFT
Fs = frekvence_vzorkovani;        % vzorkovací frekvence
Fn = Fs/2;                         % Nyquistova frekvence
Ts = 1/Fs;                         % délka záznamu
Ld = size(d,1);                   % délka datového vektoru
t = linspace(0,Ld/Fs,Ld);         % časový vektor
d = bsxfun(@minus, d, mean(d));    % odečtení průměru, vytvoření fluktuací
fd = fft(d)/Ld;                  % výpočet FFT
b = abs(fd);                      % absolutní hodnota FFT (jinak
                                  % by byly kladné i záporné hodnoty)
Fv = linspace(0, 1, Ld/2+1)*Fn;   % výpočet frekvence - linearizace
Iv = 1:length(Fv);               % Index Vektor pro vykreslení grafu

plot(Fv, b(Iv,:))                % předpis pro vykreslení grafu
                                  % FFT ve (2D)
```

Obr. 5-7 Použitý algoritmus pro vyhodnocení FFT fluktuací rychlosti proudění v softwaru Matlab.



Obr. 5-8 Spektrum FFT záznamu v 38. pozici sondy pro lopatky L2D0, rychlost proudění 9 m/s, ze záznamu na Obr. 5-6.

Amplituda FFT spektra definuje, do jaké míry je zastoupená výrazná frekvence 351 Hz a 692 Hz v celém sledovaném záznamu (v případě uvedeného záznamu na Obr. 5-6). Např. nejčastější výchylka z hlediska statistiky (dle histogramu) ze záznamu Obr. 5-6 je hodnota $v'_{38.poz} = \pm 0,5$ m/s (cca 15 % hodnot v záznamu). Z hlediska pohybové energie bude však významnější i z pohledu generování zvuku intenzivnější rychlejší

výchylka, která dle záznamu může být cca $v'_{38,poz} = \pm 4$ m/s. Ovšem ta se v záznamu vyskytuje pod 1 %. Lze tedy předpokládat, že fluktuace kmitají v majoritní většině na frekvencích 351 Hz a 692 Hz, jenomže z hlediska celkové energie pouze v poměru daném amplitudou FFT.

Pro bližší přirovnání vlivu hodnoty amplitudy FFT, lze vytvořit harmonický signál, který bude generovat podobný maximální rozptyl fluktuací rychlosti, tj. ± 4 m/s. Takový signál lze popsat rovnicí (5-10), tak aby dosahoval výchylky podobně jako skutečný signál na 38. pozici a stejných výrazných frekvencí pro 351 Hz a 692 Hz s tím rozdílem, že hustota pokrytí vyšších fluktuací je mnohem vyšší než u reálného signálu, viz časový záznam dle rovnice (5-10) světle zeleně graficky znázorněn na Obr. 5-6.

$$v = \bar{v}_{38,poz} + A1 \cdot \sin(2\pi \cdot f_{351\text{ Hz}} \cdot \Delta t) + A2 \cdot \sin(2\pi \cdot f_{692\text{ Hz}} \cdot \Delta t) \quad (5-10)$$

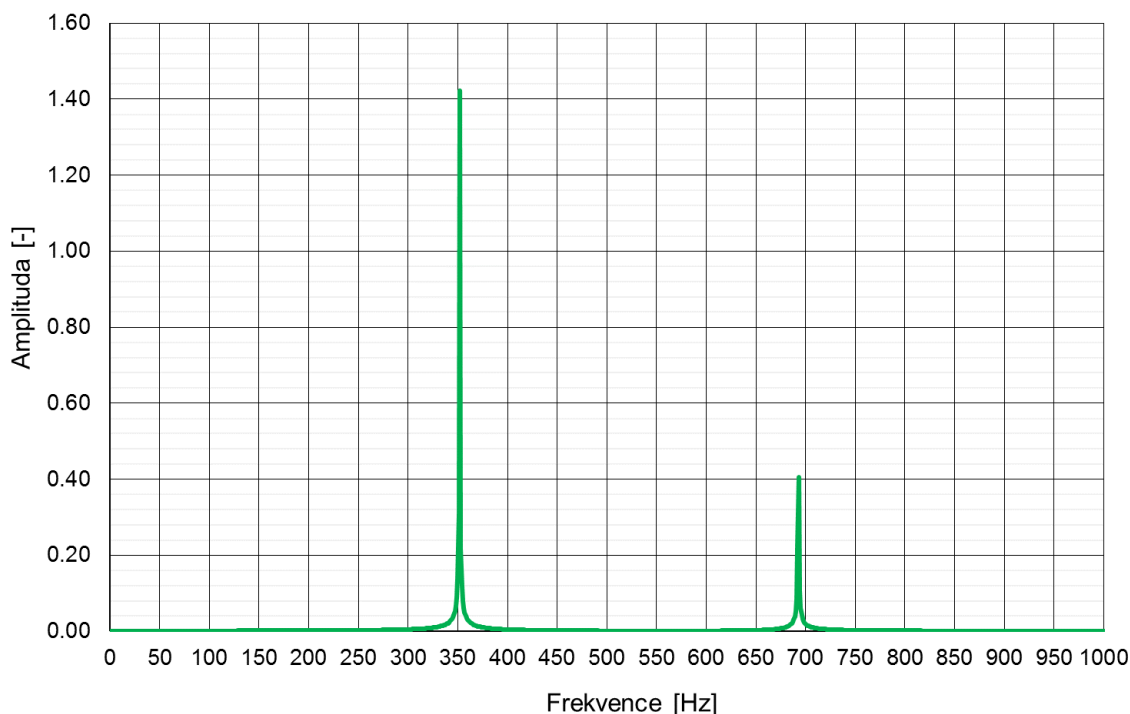
kde je

$f_{351\text{ Hz}}$ [Hz]	frekvence pro 351 Hz,
$f_{692\text{ Hz}}$ [Hz]	frekvence pro 692 Hz,
A1 [m/s]	hodnota fluktuace rychlosti signálu o frekvenci 351 Hz, zvoleno 3 m/s,
A2 [m/s]	hodnota fluktuace rychlosti signálu o frekvenci 692 Hz, zvoleno 1 m/s,
Δt [s]	časový krok vzorkování, stejně jako reálný záznam, tj. 0,0001 s.

Rozdíl reálného signálu a teoretického dle (5-10) z hlediska hustoty vyšších fluktuací se potom promítne do hodnoty amplitudy FFT spektra na Obr. 5-8. Ta pro frekvenci 351 Hz dosahuje hodnoty 1,41 a pro 692 Hz 0,4. Z původních amplitud sinusové funkce (5-10) je to tak 47 % hodnoty, resp. 40 %, po provedení FFT algoritmem dle Obr. 5-7. Teoreticky lze konstatovat, že u reálného záznamu na Obr. 5-6 se pro průměrnou rychlost 8,01 m/s po provedení FFT analýzy, vyskytuje výrazná fluktuace na 351 Hz v hodnotě $\pm 0,3$ m/s a pro 692 Hz v úrovni $\pm 0,2$ m/s. Ovšem ve skutečnosti se jedná o proměnný děj, který může dosahovat i hodnot ± 4 m/s, což pak ovlivňuje generovaný aerodynamický zvuk. Z toho důvodu je vždy nutné provádět následné vyhodnocení zvuku jako ekvivalentní hladinu akustického tlaku v délce min. 1 s, reálně podstatně déle min. 10 s, a to kvůli zachycení pravděpodobně méně častých vyšších výchylek fluktuací rychlosti. Zajímavější je tato analogie vztažená k simulacím CFD. V daném případě to znamená, že pro objektivní simulaci je třeba postihnout časový úsek min. v délce výskytu složek ± 4 m/s, což je pro daný případ cca 0,1 s. To znamená v případě uvedených simulací v kapitole 4.7 s krokem $\Delta t = 5 \cdot 10^{-6}$ s provést minimálně 20 000 iterací.

FFT pomáhá více pochopit periodické děje probíhající na pozadí zaznamenaného časového signálu. FFT je v tomto případě experimentů použito jako spektrální charakteristika dějů, které se v proudu odehrávají. Pokud je proudění ustálené (např. jádro proudu dýzy), vykazuje nízké hodnoty amplitud prakticky v celém

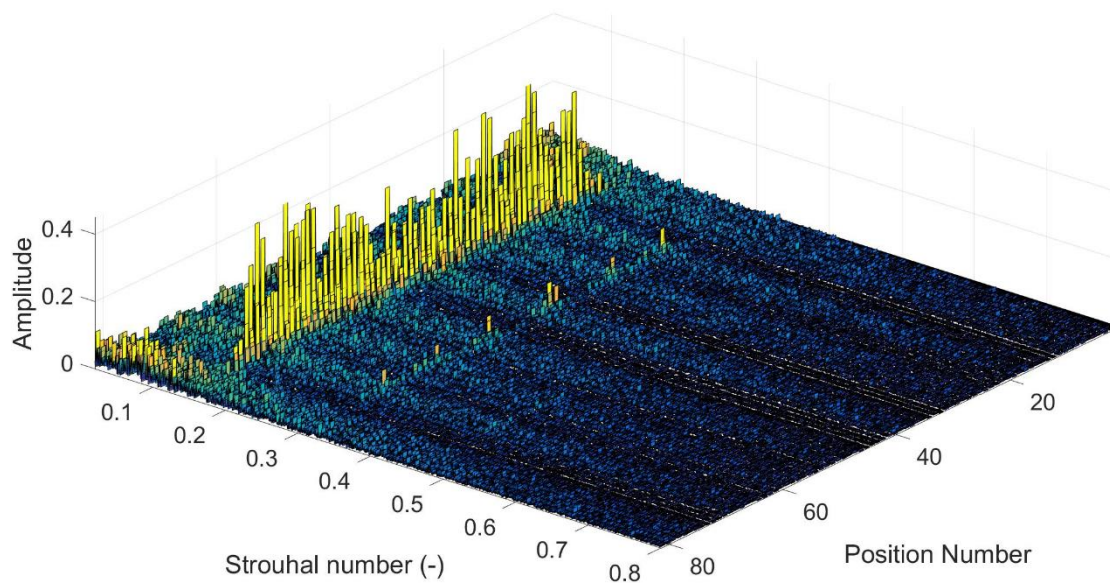
frekvenčním rozsahu. Využití FFT pro analýzu proudových měření drátkovou anemometrií je zejména za účelem zjištění frekvenčních charakteristik proudění a porovnání se spektrem vibrací a zvuku. FFT spektrum lze však dále využít na přepočet energetických spekter tzv. Power spectral density, např. dle [12].



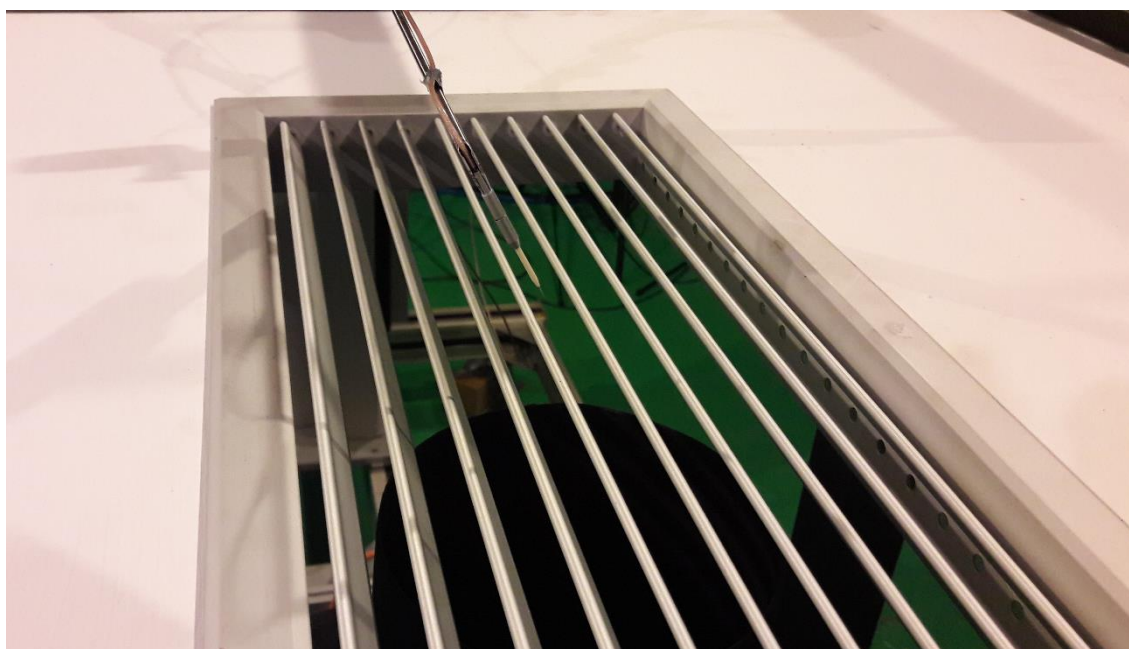
Obr. 5-8 Spektrum FFT teoretického signálu dle rovnice (5-10).

Měřením fluktuací a zpracováním FFT spekter v jednotlivých bodech 1-81 vznikly 3D diagramy, na kterých je názorné, co se v proudu tekutiny odehrává. Pro vhodnější interpretaci výsledků FFT jsou frekvence přepočítávány na hodnoty Strouhalova čísla dle vztahu (5-1). Na Obr. 5-9 je uvedena ukázka 3D diagramu výsledků FFT pro lopatku L2D_0° opět pro rychlost 9 m/s. Na obrázku je názorný vliv přítomnosti lopatek ve spektru a dále také vliv okrajové oblasti kolem jádra proudu experimentální dýzy, tzv. Smyková vrstva. Smyková vrstva je pro uvedený způsob měření aerodynamického hluku nevyhnutelným vlivem, který však je upozaděn turbulencí vlivem lopatek. V další kapitole 5.2 je rozebrán vliv turbulence nabíhajícího proudu na výsledky měření.

Jako výsledné spektrum fluktuací rychlosti je pro porovnání použit pohled na 3D diagram z boku, tj. hodnotí se maximální amplitudy z měření, jelikož ty se podílí na celkovém generovaném aerodynamickém zvuku. U takového hodnocení nastává problém, když smyková vrstva kolem jádra proudu začíná mít vyšší vliv, tj. může se stát, že dominantní vírová oblast způsobená lopatkami splyne se smykovou vrstvou, zejména u natočení lopatky a pro vyšší rychlosti. Nicméně maxima na nosných frekvencích na hodnotách Sh v úrovni 0,1 a 0,3 pro lopatky jsou vždy tímto způsobem hodnotitelné. Při natočení lopatek do jednotlivých úhlů dle Obr. 5-2 byla natočena také sonda tak, aby vždy byla v rovině rovnoběžně s lopatkou, viz fotografie na Obr. 5-10.



Obr. 5-9 Ukázka spektra FFT fluktuací všech poloh 1-81 pro lopatky L2D0, rychlost proudění 9 m/s.

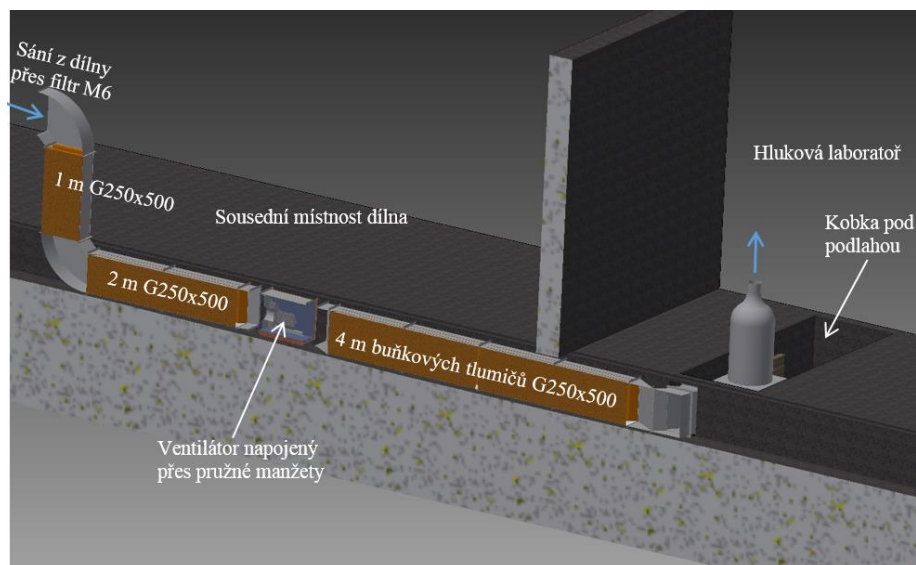


Obr. 5-10 Fotografie natočené sondy 55P11 při měření proudění od natočených lopatek.

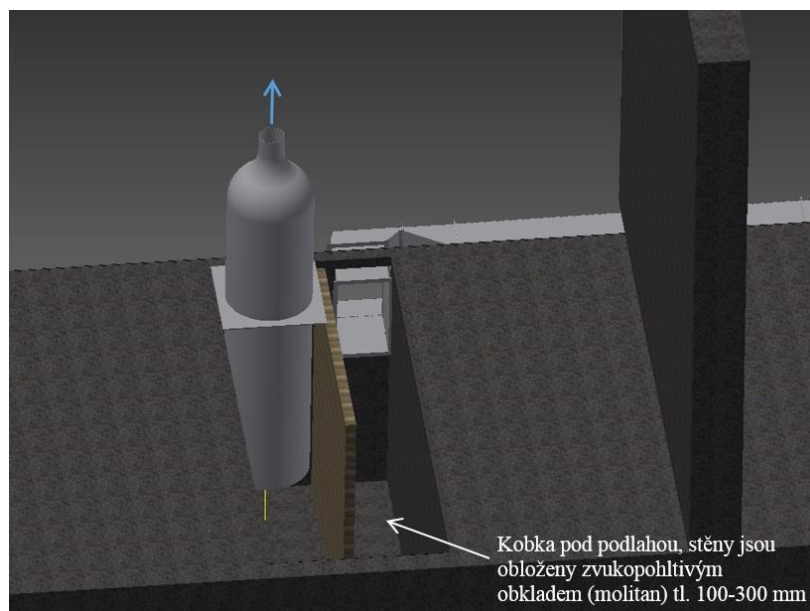
5.1.5 Popis měřicí tratě

Experiment byl realizován v akustické laboratoři Ústavu techniky prostředí. Trať pro měření aerodynamického hluku byla v rámci zlepšení parametrů zrekonstruována tak, aby bylo dosaženo co nejnižšího akustického pozadí tvořeného samotným ventilátorem oproti původní trati [1], tj. hluk od experimentální tratě představuje aerodynamický hluk od proudění z dýzy. Tento hluk je dominantní v nízkých frekvencích

a představuje zdroj typu kvadrupól. Pro měření hluku od proudění kolem lopatek je toto výhodou, jelikož lopatky představují dipólový zdroj, který je zastoupen od 100 Hz, viz *Obr. 5-1*, a frekvence jednotlivých maxim stoupají s rostoucí rychlostí proudění. U dýzy je spektrum zvuku téměř na stejných frekvencích i pro vyšší rychlosti (maximální rychlost 28 m/s). Pro měření byla použita dýza (Vitošínského dýza) o průměru 150 mm, ve výšce 1,1 m nad podlahou laboratoře. Na *Obr. 5-11* a *5-12* je 3D pohled na model nové experimentální tratě.



Obr. 5-11 3D pohled a řez novou experimentální tratí.



Obr. 5-12 Detailní 3D pohled na kobku pod akustickou laboratoří.

Nová experimentální trať byla navržena tak, aby se vešla do dispozic, které byly dané stávajícími rozměry kanálu hlukové laboratoře a prostorovými možnostmi hlukové laboratoře a sousední místnosti. Ventilátor je umístěn v sousední místnosti v železobetonovém kanálu šířky 600 mm a hloubky cca 600 mm vedoucí z dílny do

hlukové laboratoře pod podlahou. Uprostřed akustické laboratoře je pod podlahou volný prostor (dále jen kobka) rozměru 2,8 x 1 x 1,6 m (délka x šířka x výška) napojený na podzemní kanál. Z této kobky je vyústěna nad podlahu laboratoře experimentální dýza. Rozměry kanálu i prostoru pod podlahou jsou pevně dané základovým betonem stavby budovy, tudíž nebylo možné provádět větší dispoziční změny. Průtok vzduchu zajišťuje ventilátor ZIEHL-ABEGG ER25C - 2DN.B7.1R, výkon 1,1 kW. Ventilátor je umístěn ve skříni na železné základové desce hmotnosti 95 kg + hmotnost ventilátoru a skříň 25 kg, celkem 120 kg. Instalace je na pásech vibroizolace tl. 50 mm, typ Sylomer SR11. Ventilátor je umístěn v sousední místnosti. Připojení ventilátoru na potrubní síť je provedeno přes pružné manžety. Směrem k hlukové laboratoři jsou umístěny 4 m buňkových tlumičů G 250x500, průřez 500x500 mm. Tlumiče ústí do kobky pod hlukovou laboratoří. Kobka je předělaná stěnou z cihel Porotherm 11,5 AKU. Stěny kobky jsou obloženy zvukopohltivým materiálem (molitan tloušťky 100 až 300 mm). Válcová část Vitošinského dýzy je prodloužena až do prostoru pod podlahu akustické laboratoře, čímž je zajištěna dostatečná délka potrubí pro vyrovnaní rychlostního profilu proudícího vzduchu z prostoru pod podlahou, viz *Obr. 5-12*. Odvod vzduchu z hlukové laboratoře je řešen vyústkou stávající VZT tratě u stropu vedoucí z hlukové laboratoře do sousední dílny. Sání vzduchu z dílny je provedeno přes filtr M6, který zachytí případné nečistoty nasávané do experimentální trati. Proud vzduchu z experimentální vyústky musí být čistý z důvodu ochrany sond při proudových měřeních drátkovým anemometrem. Před ventilátorem na sací straně jsou 3 m buňkových tlumičů G250 x 500. Veškeré části potrubí jsou uloženy vůči konstrukci pružně přes vrstvu minerální izolace Isover N 5,0 tl. 50 mm po stranách mezi potrubím a kanálem a dále z vrchní strany. Potrubí je v kanálu položeno na vrstvě kročejové izolace Isover TDPT 3,5 tl. 35 mm. Kanál je zakryt železobetonovými deskami tl. 35 mm. Na *Obr. 5-13* jsou fotografie uložení ventilátorové skříň v sousední místnosti v průběhu rekonstrukce tratě.

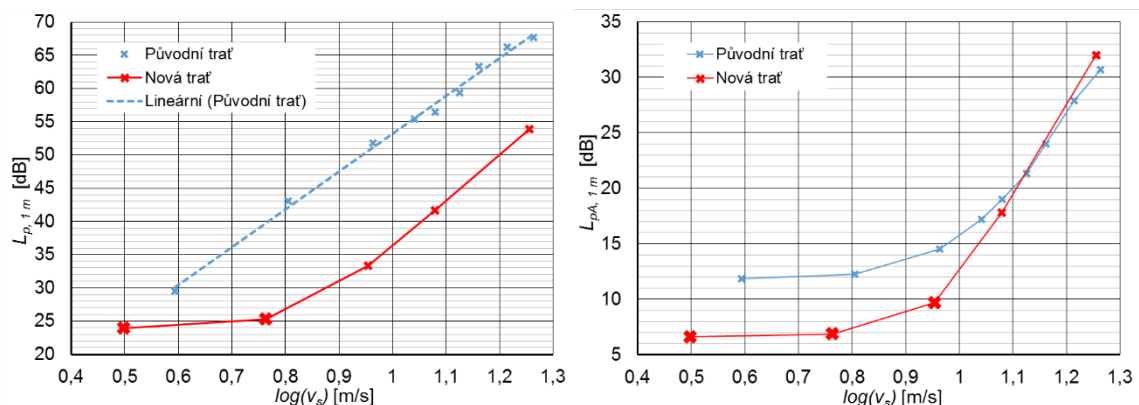


Obr. 5-13 Fotografie uložení ventilátorové skříň a potrubí v sousední místnosti.

Lopatky jsou umístovány nad dýzu do rámu, který je uchycen v sádrokartónových deskách tl. 2x 12,5 mm, typ Knauf Diamant. SDK desky jsou rozměru 1 x 1 m a jsou instalovány do těžkého kovového rámu na 4 nohách samostatně stojící na podlaze laboratoře. Řez umístěním lopatek nad dýzou je uveden na *Obr. 5-3*.

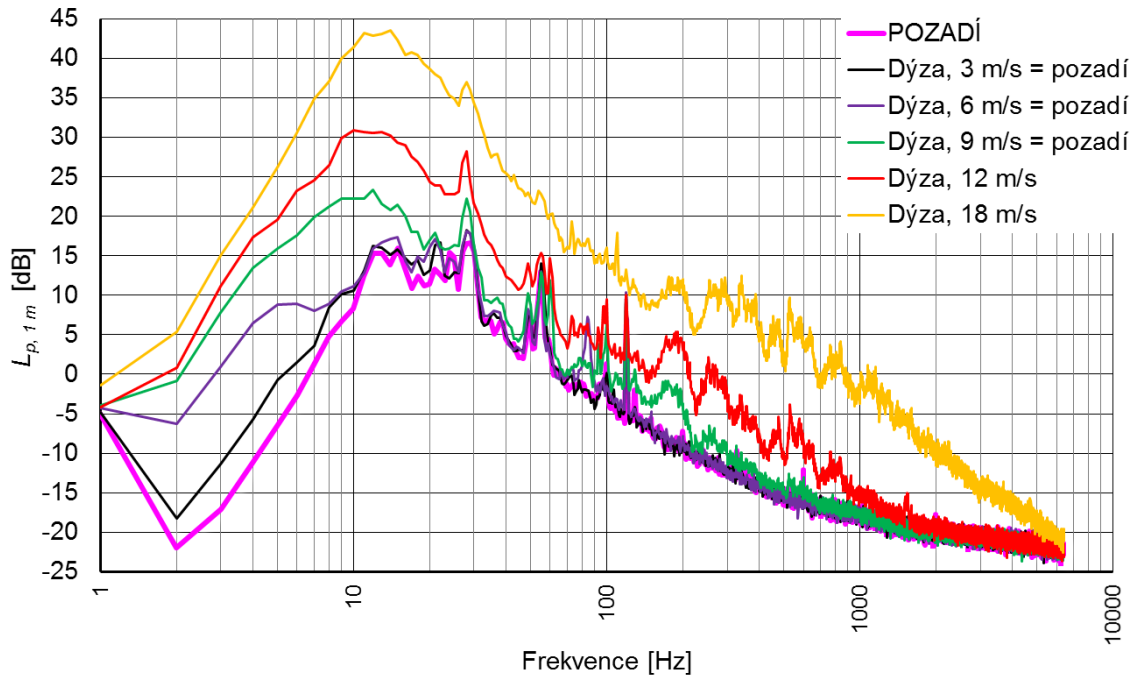
Umístění lopatek ve výšce 50 mm nad dýzu je z důvodu tlakových poměrů ve válcové části dýzy. Při tomto umístění nedochází ke změně statického tlaku ve válcové části dýzy průměru 500 mm, tedy i rychlost proudění z dýzy je stejná jako v případě volného průtoku. Rychlost proudění vzduchu z dýzy v_s tak mohla být nastavována podle proudění z volné dýzy, nikoliv měřením před lopatkami.

Výsledky porovnání hluku původní trať a nově navržené jsou na Obr. 5-14, kde je patrné, že bez korekce bylo dosaženo snížení celkové hlučnosti trať cca o 15 dB (vlivem výrazného utlumení ventilátoru), v případě vážení filtrem A došlo ke snížení cca o 7 dB. Pro vyšší rychlosti se rozdíl snižuje. Původní experimentální trať byla hlučnější zejména z důvodu umístění ventilátoru do kobky pod akustickou laboratoř, viz Obr. 5-12. Nebyl tak dostatek prostoru pro tlumení hluku původního ventilátoru. Z toho důvodu byla trať kompletně rekonstruována a zásadní změnou je právě přemístění zdroje hluku do jiné místnosti. Tím byl získán dostatek prostoru na tlumení hlučnosti ventilátoru v celém frekvenčním pásmu. Generovaný zvuk nové experimentální trať lze považovat za čistě aerodynamického původu od proudění ze samotné dýzy. Pro rychlosti pod 9 m/s je již hluk pod úrovní hluku pozadí akustické laboratoře. Nová trať dosahuje maximální rychlosti proudění 28 m/s.



Obr. 5-14 Porovnání celkových hladin akustického tlaku BEZ a s korekcí A ve vzdálenosti 1 m od středu dýzy pod úhlem 45° od osy, pro původní a pro novou trať, uvedeno i hlukové pozadí laboratoře, zvýrazněné hodnoty jsou v úrovni pozadí.

Měření aerodynamického zvuku probíhala pro rychlosti 3 m/s (přesně 3,15 m/s), 6 m/s (přesně 5,8 m/s), 9, 12 a 18 m/s. Na Obr. 5-15 jsou uvedena FFT spektra hladiny akustického tlaku ve vzdálenosti 1 m od dýzy generované novou experimentální trať pro vyjmenované rychlosti. Výraznější maxima ve spektru na 30 a 60 Hz jsou způsobené již samotným pozadím laboratoře, spektra nejsou po korekci.



Obr. 5-15 FFT spektrum hladin akustického tlaku ve vzdálenosti 1 m od středu samotné experimentální vyústky pro měřené rychlosti proudění.

5.2 Rozbor proudových měření a faktory ovlivňující výsledky měření

Aerodynamický hluk je způsoben turbulentním prouděním. Tento děj je vždy trojrozměrný a je zastoupen komplexní škálou rozměrů velikostí měřítek, od malých po velká do všech směrů. Při obtékání lopatek VZT mříží je pohyb vírových struktur do určitých směrů více pravděpodobný. Pro proudová měření bylo použito jednorozměrné čidlo v kombinaci s automatickým polohovacím zařízením. Výsledek proudových měření tak není pouze v jednom bodě a v jednom směru, ale vždy v jednom směru v několika bodech v linii. Tato kapitola je zaměřena na výhody a nedostatky měření a vyhodnocení tímto způsobem. Jsou zde definovány předpoklady, za kterých je výsledek spektra fluktuací proudění ještě objektivní a kdy dochází ke značnému zkreslení polohou sondy nebo již neschopností zachytit dané pohyby sondou, popř. je vznik vírových struktur za lopatkou deformován nebo zintenzivněn samotnou strukturou nabíhajícího proudu na lopatku.

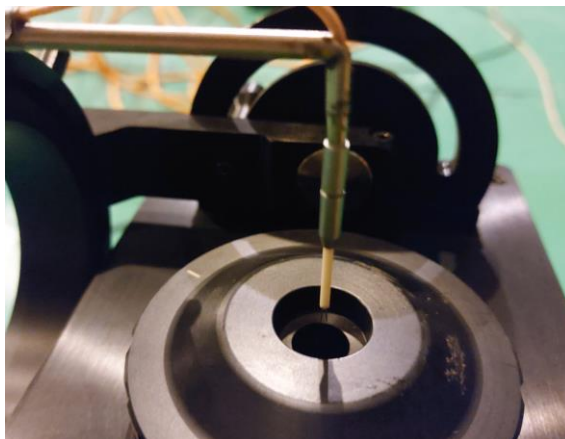
5.2.1 Vliv natočení sondy drátkového anemometru

Základní pozice drátkové sondy, typ 55P11 Dantec, je drátkem kolmo ke směru proudění, tedy v ose **X** (směr proudění z dýzy, viz *Obr. 5-3*), v poloze, ve které probíhá i kalibrace sondy, viz *Obr. 5-16*. V této poloze sondy byly měřeny také lopatky, při úhlech natočení lopatek byla natočena i sonda, viz *Obr. 5-10*. Na *Obr. 5-17* jsou umístěny

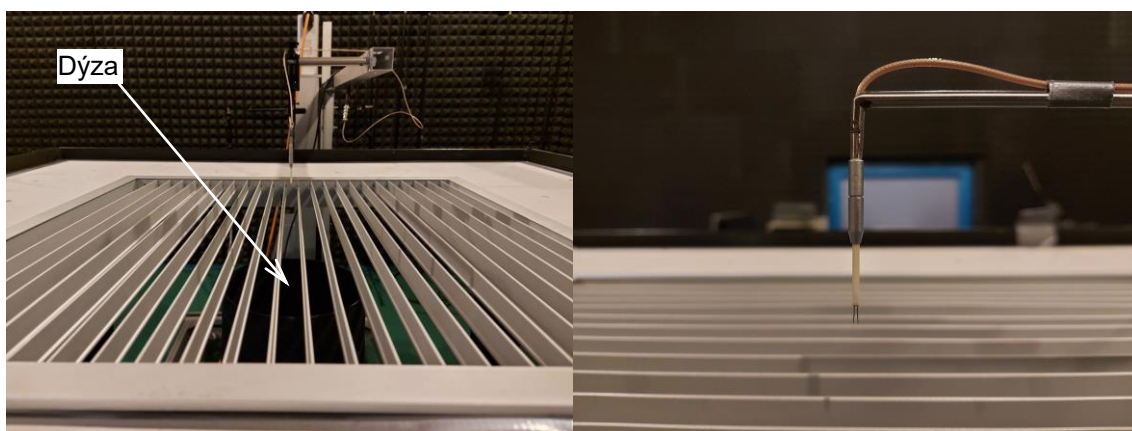
fotografie sondy 55P11 při úhlu natočení lopatek 0° . Sonda směřuje vždy drátkem napřed, je v ose **X**, a drátek je rovnoběžně s lopatkami.

V této části experimentu jsou uvedeny výsledky do ostatních směrů, tedy při natočení sondy 55P11 do osy **Y** (kolmo na proudění a lopatky) a osy **Z** (osa **Z** je rovnoběžná s lopatkami a kolmá na směr proudění), viz *Obr. 5-18*. Měření probíhalo v úrovni 30 mm nad lopatkami dle *Obr. 5-3*.

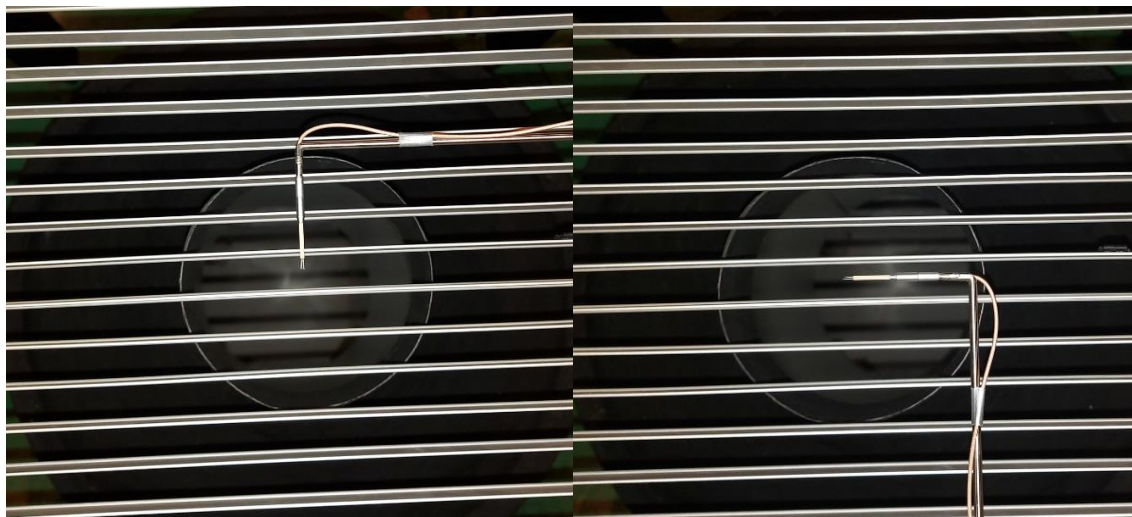
Měření bylo provedeno pro rychlosti 3 m/s (přesně 3,15 m/s), 6 m/s (přesně 5,8 m/s), 9, 12 a 18 m/s proudu vzduchu z dýzy. Výsledky jsou na diagramu *Obr. 5-19*, kde je uvedena průměrná rychlost proudění měřená sondou pro lopatky L2D_0° v závislosti na poloze sondy pro osy **X**, **Y** a **Z**. Pro přehlednost je zde uvedeno i měření rychlosti samotné dýzy bez lopatek s polohou sondy v ose **X** v místě polohy lopatek, tj. 50 mm nad dýzou.



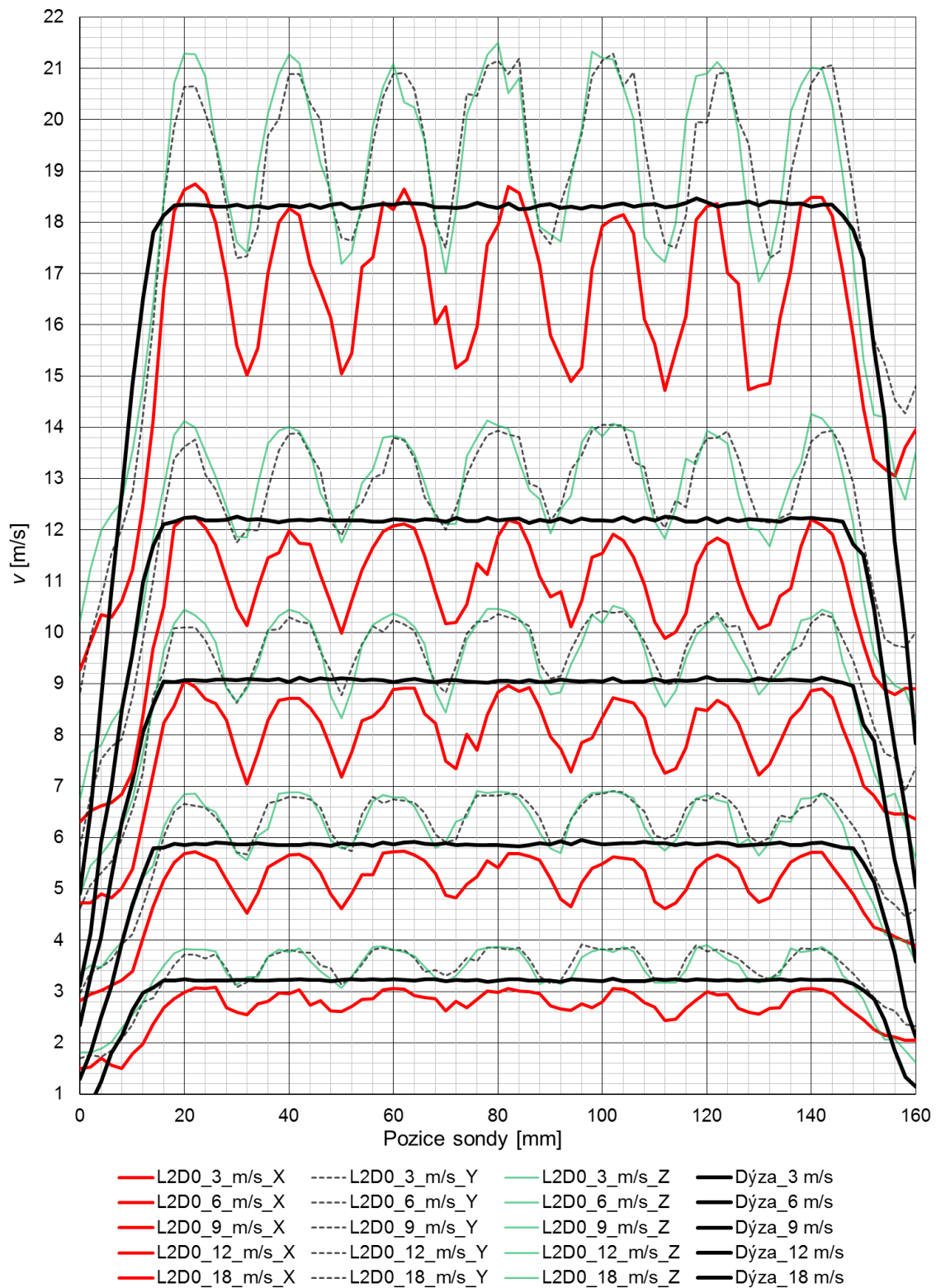
Obr. 5-16 Pozice sondy 55P11 při kalibraci.



Obr. 5-17 Fotografie znázorňuje základní polohu měření sondou 55P11 ve směru **X**, vlevo je pohled rovnoběžně s lopatkami (tj. v ose **Z**), vpravo pohled kolmo k lopatkám (tj. v ose **Y**). Typ lopatek L2D_0° (úhel 0°).



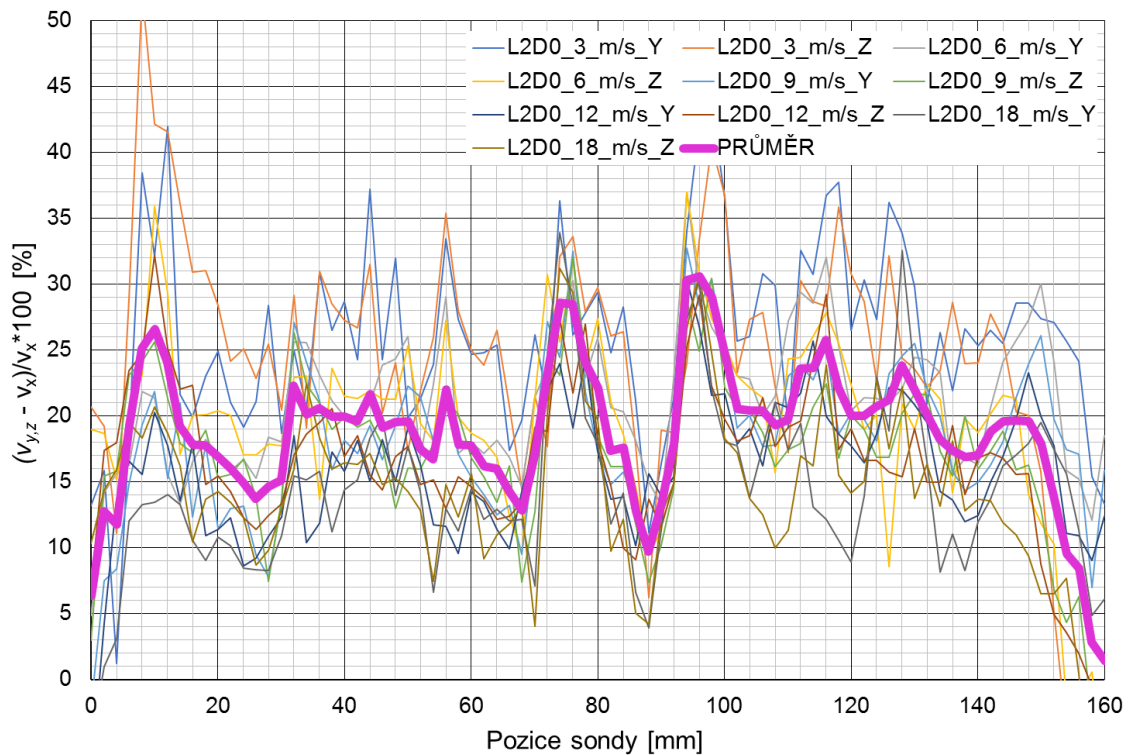
Obr. 5-18 Fotografie znázorňují pohled shora na polohu sondy 55P11 v ose **Y** vlevo a v ose **Z** vpravo. Typ lopatek L2D_0° (úhel 0°).



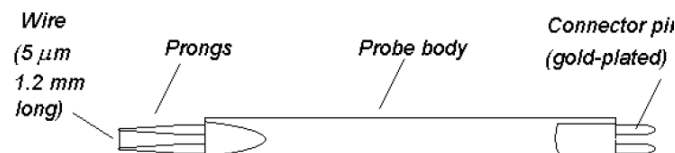
Obr. 5-19 Závislost průměrné rychlosti proudění měřené sondou 55P11 pro lopatky L2D_0° v osách X, Y a Z. Pro orientaci je přidáno i měření rychlosti samotné dýzy bez lopatek s polohou sondy v ose X v místě polohy lopatek 50 mm nad dýzou.

Průběh průměrných rychlostí na diagramu Obr. 5-19 ve tvaru oblouků je způsoben zpomalením tekutiny za lopatkou. V poloze sondy v ose X, tj. ve směru

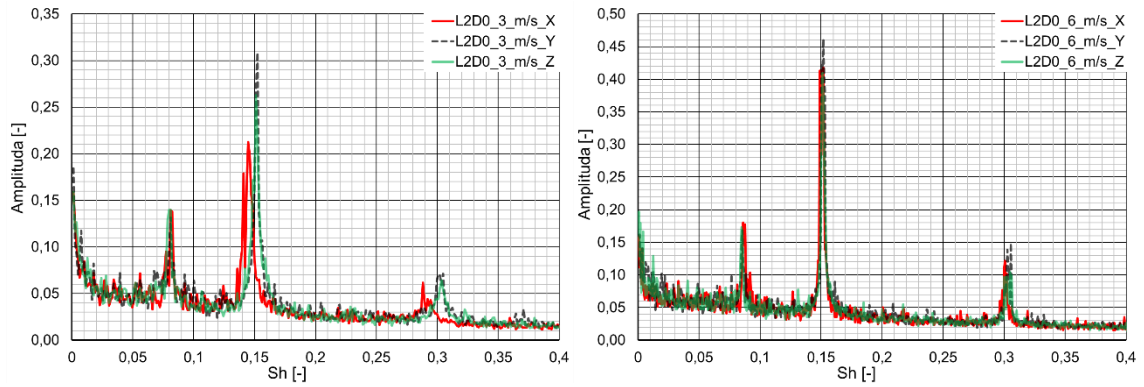
stejném jako při kalibraci dle *Obr. 5-16*, je měřeno méně než při natočení sondou do os **Y** a **Z**. Na *Obr. 5-20* je pak uveden diagram procentuálních rozdílů hodnot rychlostí v osách **Y** nebo **Z** vůči ose **X**. Dle výsledků průměru je změna měřené rychlosti vůči ose **X** v úrovni +10 až +30 %. To je způsobeno konstrukcí samotné sondy 55P11, viz *Obr. 5-21*. Měřicí poloha sondy 55P11 je vidlicí (v anj. Prongs), mezi nimiž je na konci napnutý drátek, proti směru proudění, tj. v ose **X**. V této poloze totiž nedojde k ochlazování samotné vidlice sondy, resp. na tuto polohu je provedena kalibrace. Pokud dojde k vychýlení od osy **X**, bude vidlice ochlazována proudem vzduchu a tím dojde ke zvýšení napětí na sondě (snížením odporu) a přístroj vyhodnotí zvýšení hodnot měřené rychlosti. Dle manuálu Dantec [19] může být procentuální rozdíl při ose **X** vs. **Y** nebo **Z** v úrovni cca +20 %, tedy v podobném poměru jako v experimentu. Výrazný pokles měřené rychlosti pak nastává v případě, že je sonda 55P11 vystavena drátkem rovnoběžně s prouděním (cca -20 % už při úhlu 40°) [19].



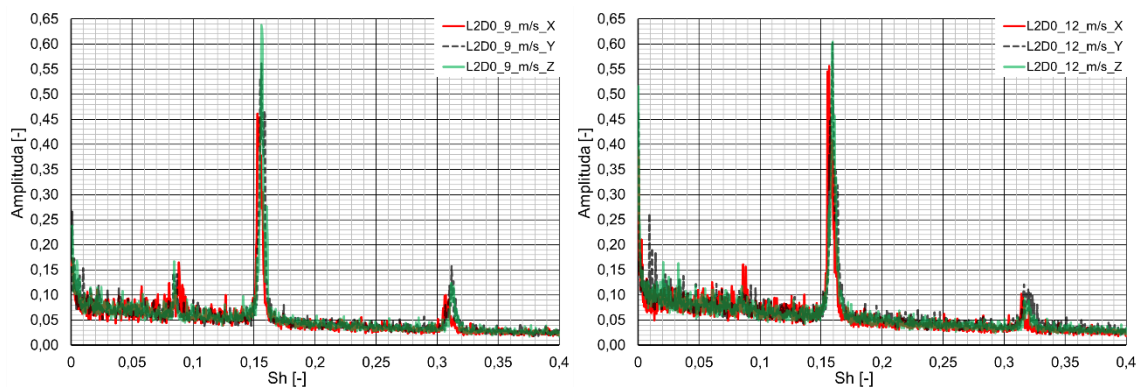
Obr. 5-20 Závislost procentuálních rozdílů hodnot rychlostí v osách **Y** nebo **Z** vůči ose **X** pro sondu 55P11 pro lopatky L2D_0°. Tlustá růžová čára představuje průměr.



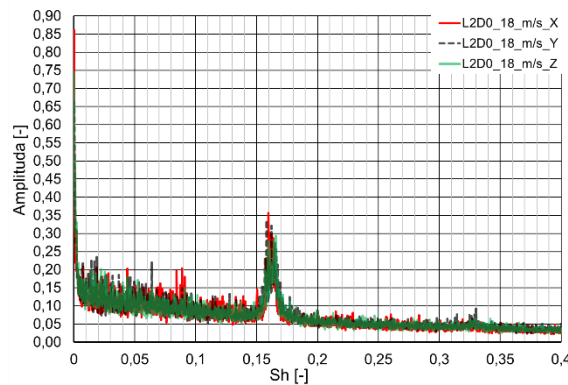
Obr. 5-21 Základní popis sondy 55P11, Dantec [19].



Obr. 5-22 Výsledky FFT spekter fluktuací v závislosti na Strouhalově čísle pro rychlost **3 m/s vlevo**, a **6 m/s vpravo**, lopatky L2D_0°, porovnání směrů **X**, **Y** a **Z** sondy 55P11.



Obr. 5-23 Výsledky FFT spekter fluktuací v závislosti na Strouhalově čísle pro rychlost **9 m/s vlevo**, a **12 m/s vpravo**, lop. L2D_0°, porovnání směrů **X**, **Y** a **Z** sondy 55P11.



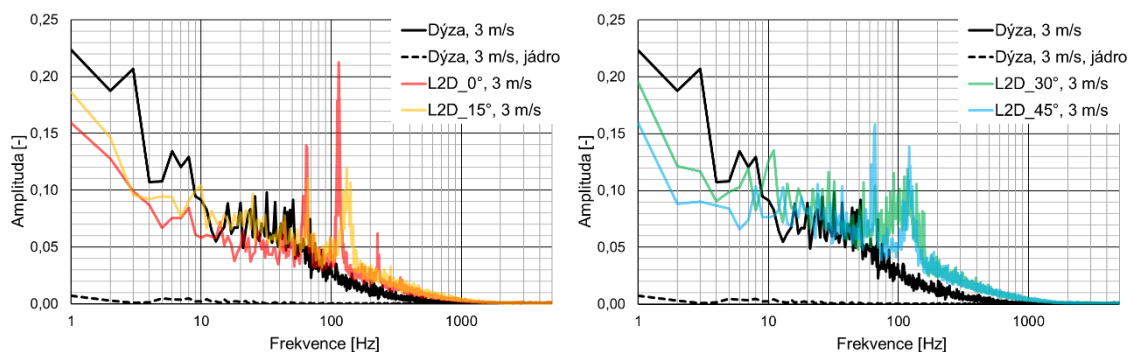
Obr. 5-24 Výsledky FFT spekter fluktuací v závislosti na Strouhalově čísle pro rychlost **18 m/s**, lopatky L2D_0°, porovnání směrů **X**, **Y** a **Z** sondy 55P11.

Z diagramů na Obr. 5-22 až 5-24 FFT amplitud v závislosti na Strouhalově čísle je patrné, že poloha lokálního maxima pro hodnotu $Sh = 0,15$ až 16 , resp. $0,3$ až $0,32$ se prakticky nemění při natáčení sondou do směrů os **X**, **Y** nebo **Z**. Významný vliv má natočení sondy na hodnotu Amplitudy FFT transformace, kde bude obdobný vliv jako pro rychlost, tj. pro osy **Y** a **Z** bude amplituda vyšší. Důležité ale je, že frekvenční poloha jednotlivých maxim nezávisí na poloze sondy 55P11 v osách **X**, **Y** a **Z**. Závisela by, kdyby

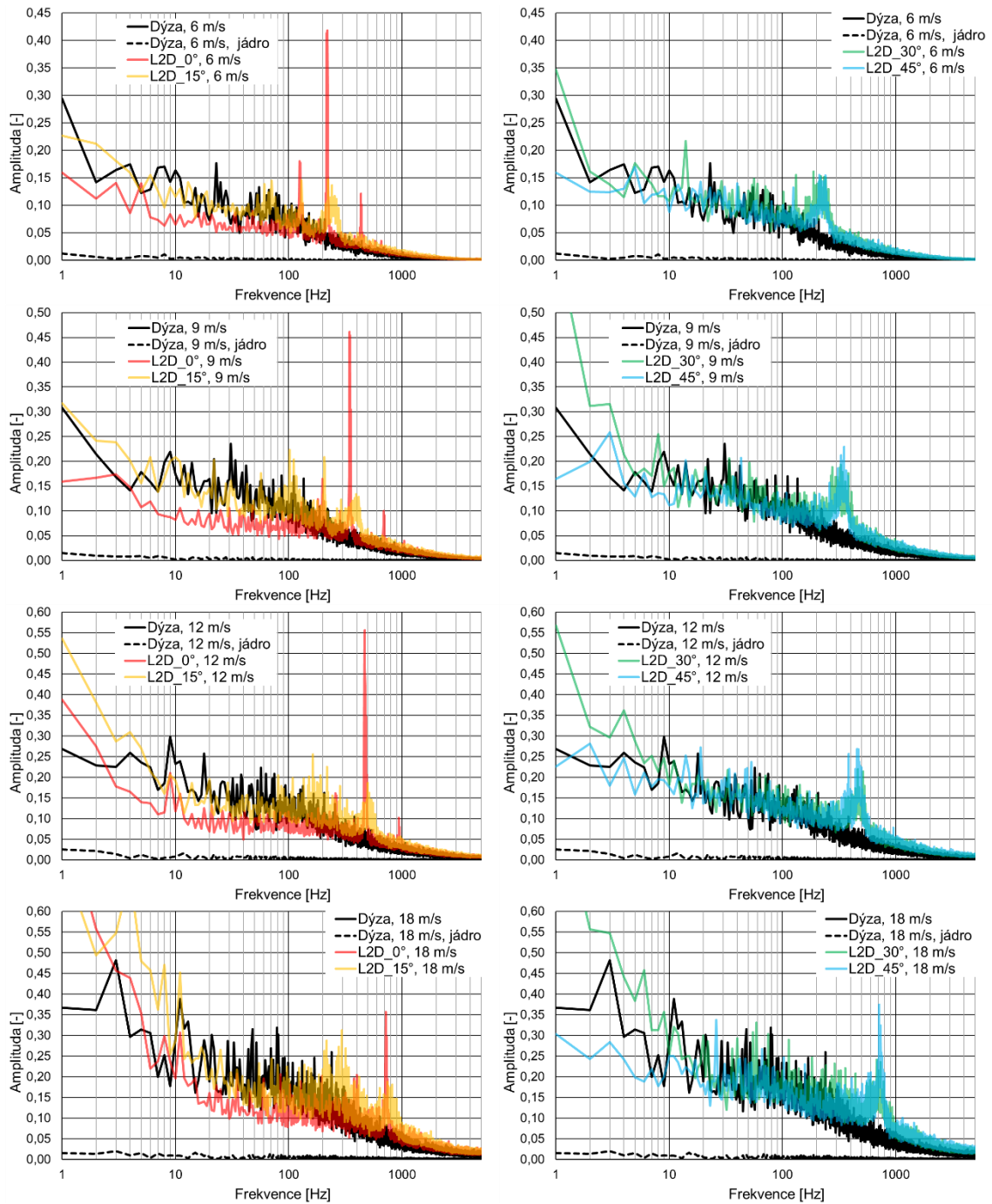
byl drátek rovnoběžně se směrem proudění, žádné fluktuace by se neměřily. Lze tedy předpokládat, že sonda 55P11 zachytí fluktuace i pro další úhly natočení lopatek s tím, že bude natáčeno i sondou, aby byla vždy rovnoběžně se směrem proudění, a tím bylo dosaženo podobných podmínek jako při kalibraci sondy.

5.2.2 Vliv smykové vrstvy a jádra proudu

Základní poloha lopatek 50 mm nad dýzou dle Obr. 5-3 byla stanovena ze dvou základních důvodů. Nedochozí k ovlivnění tlakových poměrů ve válcové části dýzy a to ani při naklopení lopatek [1] (v části o průměru 500 mm), tudíž lze považovat změřenou rychlost proudění z dýzy bez lopatek za rychlost nabíhajícího proudu na lopatky. Za druhé při přiložení lopatek na okraj dýzy dochází vlivem geometrických odlišností – dýza je kruhová, lopatky jsou rovnoběžné vůči sobě, že krajní lopatky vytvářely s dýzou štěrbinu, které generují jiný typ zvuku (převážně ve vyšších frekvencích). Došlo by k ovlivnění výsledků měření aerodynamického hluku. Finálním umístěním lopatek nad dýzu do výšky 50 mm se však umísťují do proudového pole složeného z jádra proudu s ustáleným rychlostním profilem a ze smykové oblasti kolem jádra proudu s vysokou turbulencí. V této kapitole je rozebrána problematika vlivu turbulence (ve smyslu spektrálního složení fluktuací) na obtékání lopatek a válce. Na Obr. 5-25 a 5-26 jsou uvedena FFT spektra amplitud fluktuací v závislosti na frekvenci. Je zde porovnáno maximální spektrum fluktuací pro dýzu bez lopatek a spektrum fluktuací v jádru proudu (přibližně ve středu dýzy). Dále jsou zde uvedena spektra amplitud při umístění lopatek do proudu pro typ L2D a to pro úhly natočení 0 až 45° a rychlosti 3 až 18 m/s. Tvar spektra amplitud vždy souvisí s rychlostí proudění. Pro vyšší rychlosti proudění se frekvence fluktuací posouvají k vyšším hodnotám (podobně jako u aerodynamického zvuku). U samotné dýzy se vyskytuje výrazná oblast turbulence – Smyková vrstva kolem jádra proudu. Smyková vrstva se frekvenčně projevuje do 100 Hz pro 3 m/s, do 200 Hz pro 6 m/s, do 300 Hz pro 9 m/s, do 600 Hz pro 12 m/s a do 1000 Hz pro 18 m/s. Naopak u jádra proudu jsou fluktuace pro všechny rychlosti minimální.

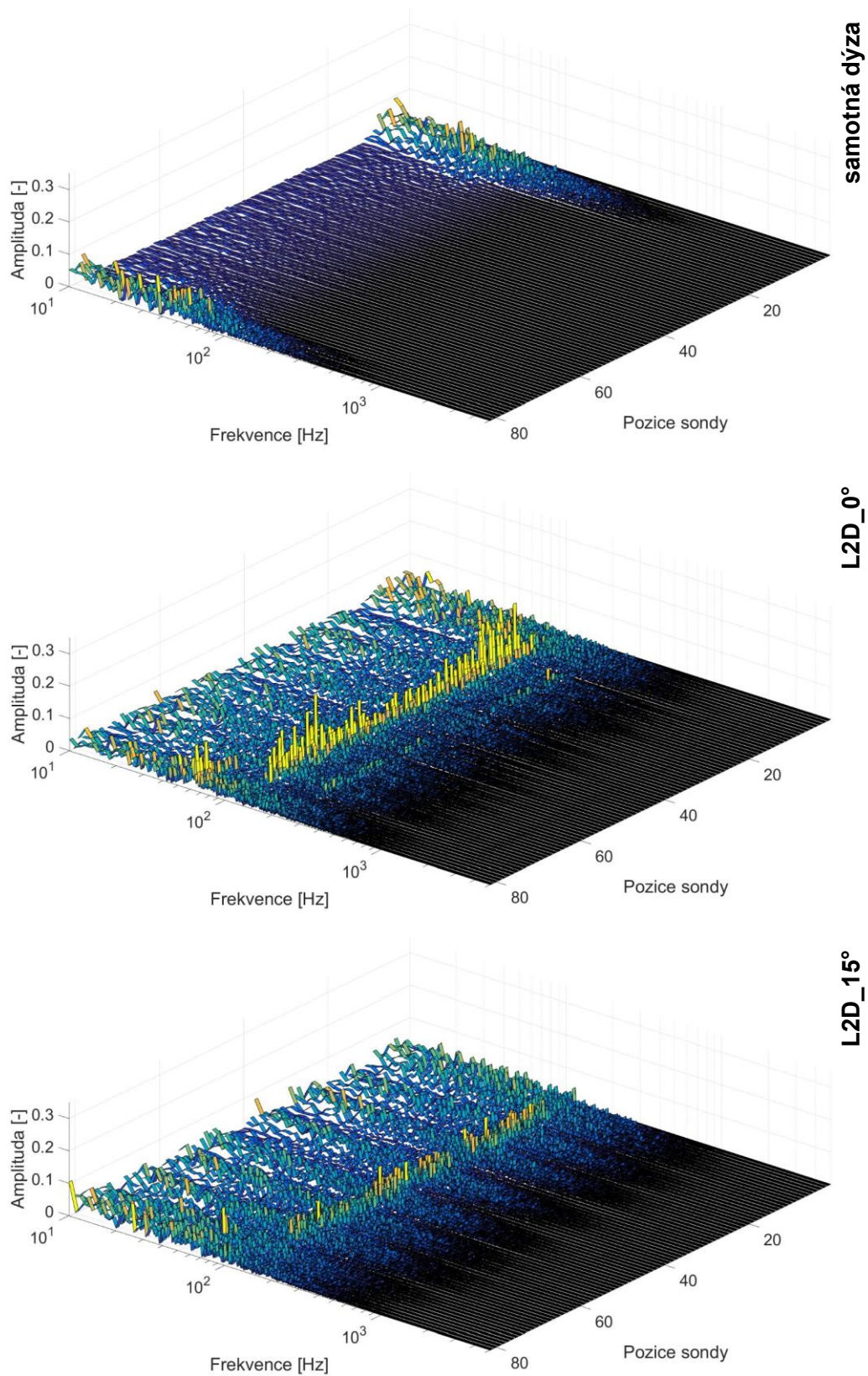


Obr. 5-25 FFT spektra fluktuací v závislosti na frekvenci pro samotnou dýzu, pro dýzu v části jádra proudu, pro lopatky L2D_0° a L2D_15° vlevo, pro lopatky L2D_30° a L2D_45° vpravo, rychlost proudění 3 m/s.

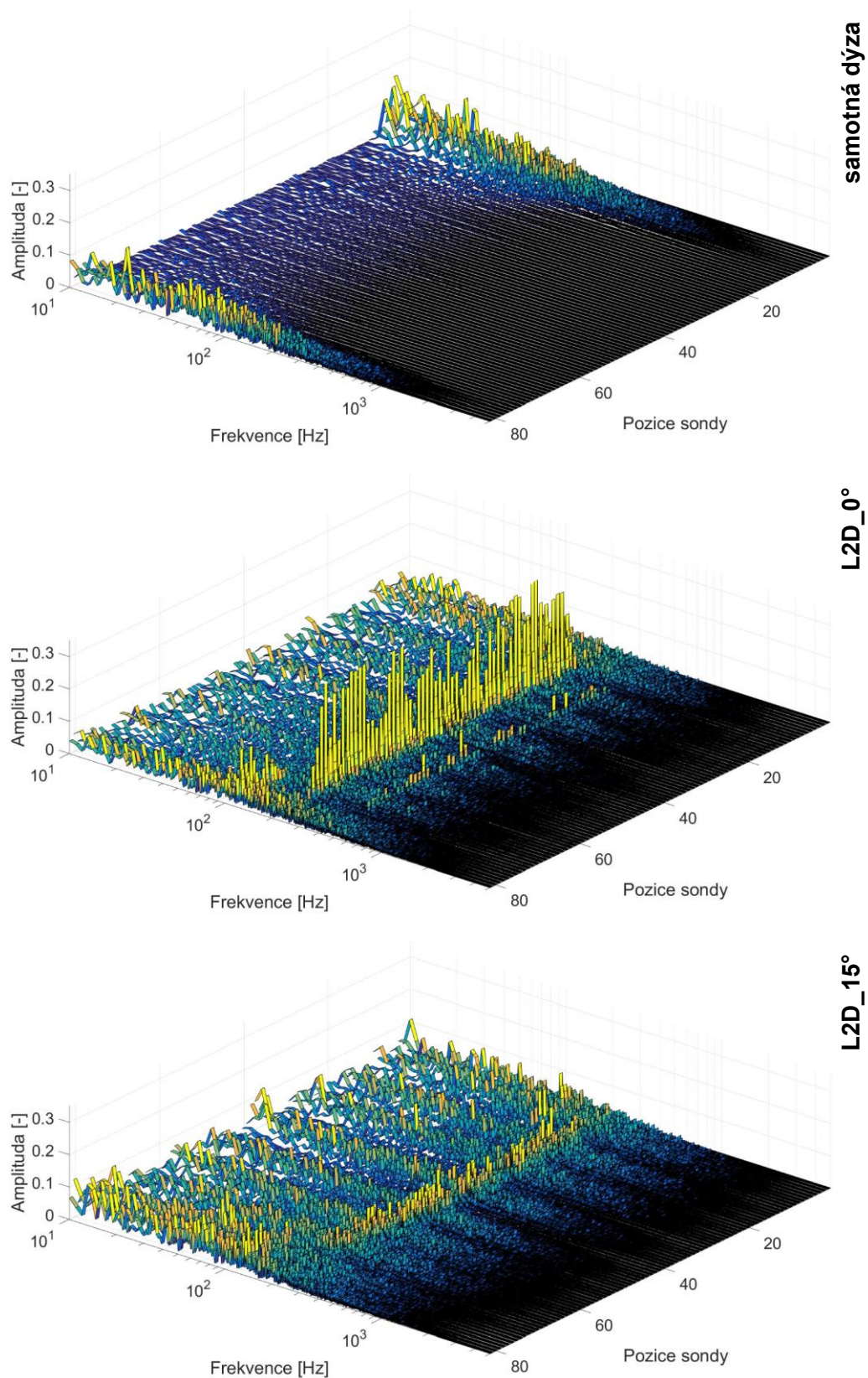


Obr. 5-26 Výsledky FFT spekter fluktuací v závislosti na logaritmu frekvence pro samotnou dýzu, pro dýzu v části jádra proudu, pro lopatky L2D_0° a L2D_15° vlevo, pro lopatky L2D_30° a L2D_45° vpravo, rychlost proudění 6, 9, 12 a 18 m/s.

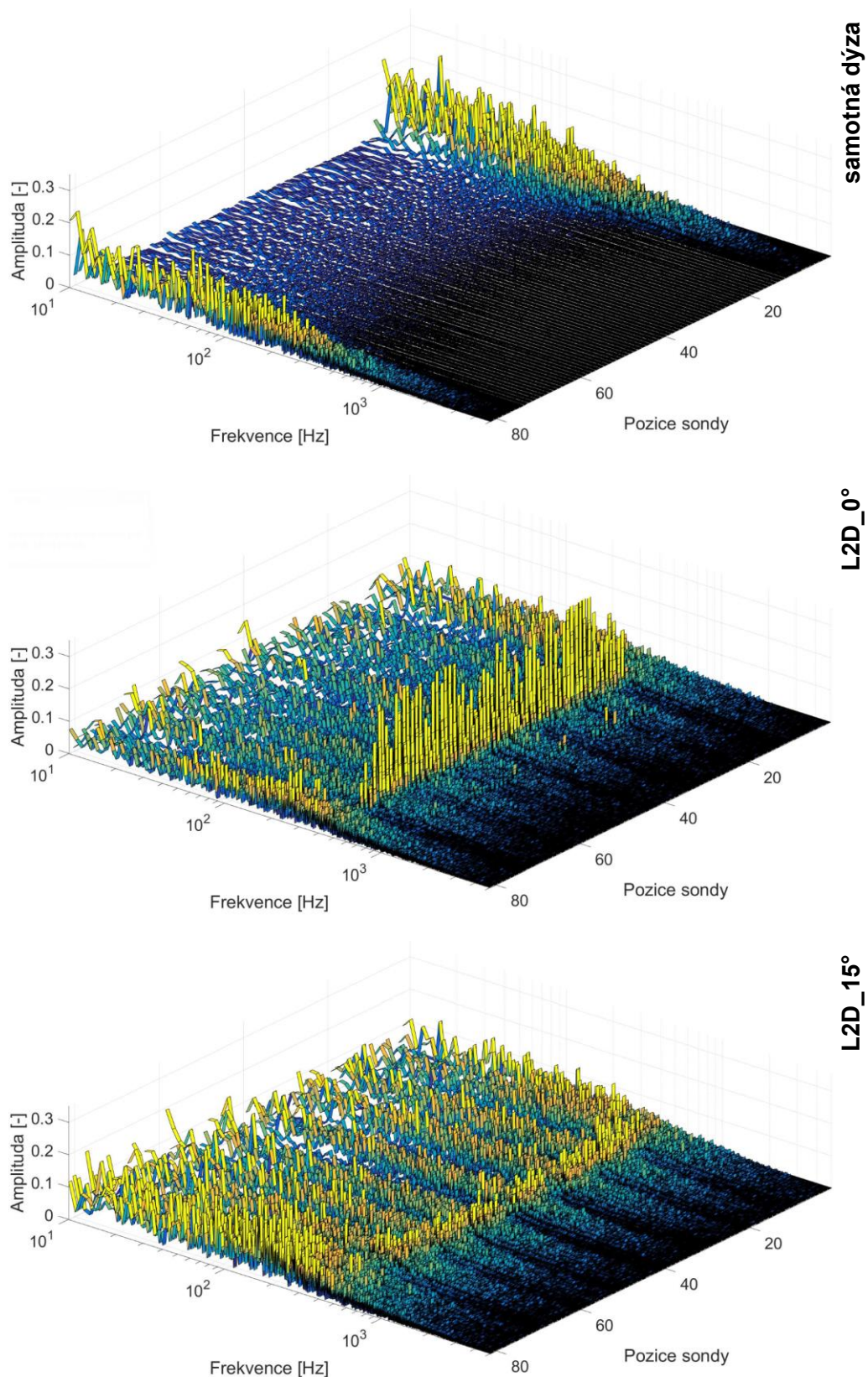
Na Obr. 5-27 až 5-29 jsou uvedena 3D spektra fluktuací v závislosti na pozici sondy a frekvenci. V diagramech je vždy porovnána samotná dýza v místě lopatek a pak lopatky L2D_0° a L2D_15° (pro 0° a 15°) pouze pro vybrané rychlosti. Na obrázcích je patrný vliv jádra proudu dýzy a smykové oblasti kolem jádra proudu. Při obtékání lopatek je patrné rozrušení tekutiny v jádře proudu vlivem lopatek, ale i vliv smykové vrstvy na generování vířů za lopatkami.



Obr. 5-27 3D výsledky FFT spekter fluktuací v závislosti na frekvenci pro všechny pol. sondy 55P11, tj. v rozsahu 0-160 mm (krok pozice = 2 mm), shora pro **samotnou dýzu** (v místě lopatek), pro lopatky **L2D_0°** a **L2D_15°**, rychlost proudění **3 m/s**.



Obr. 5-28 3D výsledky FFT spekter fluktuací v závislosti na frekvenci pro všechny pol. sondy 55P11, tj. v rozsahu 0-160 mm (krok pozice = 2 mm), shora pro **samotnou dýzu** (v místě lopatek), pro lopatky **L2D_0°** a **L2D_15°**, rychlost proudění **6 m/s**.



Obr. 5-29 3D výsledky FFT spekter fluktuací v závislosti na frekvenci pro všechny pol. sondy 55P11, tj. v rozsahu 0-160 mm (krok pozice = 2 mm), shora pro **samotnou dýzu** (v místě lopatek), pro lopatky **L2D_0°** a **L2D_15°**, rychlost proud. **12 m/s**.

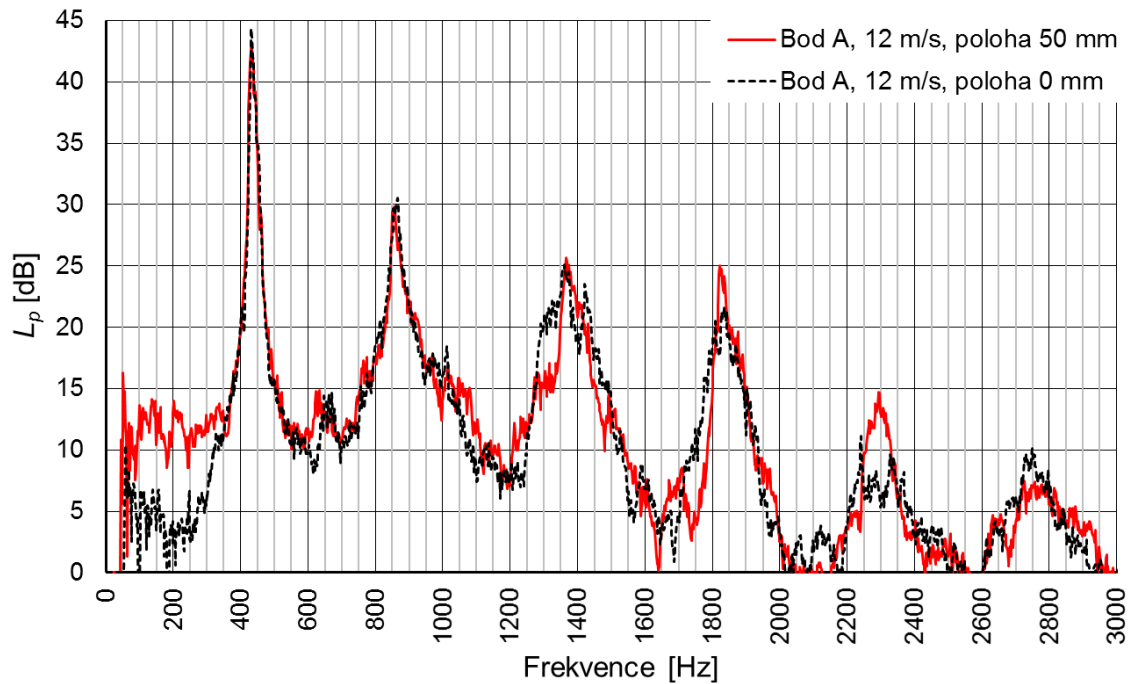
Přítomnost lopatek v proudu vzduchu z dýzy způsobuje výrazné, jednoznačně viditelné na 3D diagramech, fluktuace pro pozici 0° natočení vůči proudění z dýzy. V pozici 0° jsou zároveň částečně tlumeny fluktuace ve smykové krajní oblasti, jež je patrná vždy v pozicích sondy 1-10 a 71-81 na *Obr. 5-27 až 5-29*. Nicméně samotná turbulentní smyková oblast kolem jádra proudu má také vliv na generování výrazných fluktuací pro natočení lopatek 0° . Pro rychlost 3 m/s je to frekvence 65 Hz, pro 6 m/s frekvence 125 Hz, pro rychlost 9 m/s a úhel natočení 0° není již vliv smykové vrstvy patrný. S rostoucí rychlostí a úhlem natočení lopatek 0° vliv smykové vrstvy klesá. Dle kapitoly 5.1 je konstatováno, že generovaný zvuk je hodnocen až od 100 Hz výš. V oblasti nižších frekvencí nemá přidání lopatek do proudu vzduchu vliv na generovaný akustický tlak. Lze konstatovat, obecně pro natočení lopatek 0° (platí pro všechny typy měřených lopatek), že vliv smykové vrstvy kolem jádra proudu je zanedbatelný, jelikož tato oblast generuje vždy nižší maxima fluktuací. Pro vyšší rychlosti se tyto fluktuace vytrácí a zároveň tyto frekvence jsou mimo sledovanou oblast.

Pro natočení lopatek 15° , je však situace oproti natočení 0° odlišná. Hodnoty amplitud fluktuací vírů za lopatkou v oblasti jádra proudu jsou pro natočení lopatek patrné, jsou však výrazně nižší oproti natočení 0° . Současně jsou v podobné úrovni jako fluktuace v krajní oblasti smykové vrstvy. Dokonce pro vyšší rychlosti od 9 m/s jsou amplitudy fluktuací za lopatkami v oblasti smykové vrstvy vyšší než za lopatkami umístěné v jádru proudu. Vliv turbulentního proudění ve smykové vrstvě kolem jádra proudu pro natočení lopatek 15° bude již mít vliv i na generovaný zvuk.

Pro úhel natočení 30° a 45° lopatky obecně způsobují výraznou turbulenci, nicméně vliv smykové vrstvy je patrný podobně jako při úhlu 15° . Pro vyšší rychlosti 18 m/s je však vlivem natočení lopatky, do úhlu 30° a 45° , smyková vrstva částečně vyrušena a do popředí se dostává maximum amplitudy v oblasti jádra proudu.

5.2.3 Vliv turbulence nabíhajícího proudu na generování zvuku

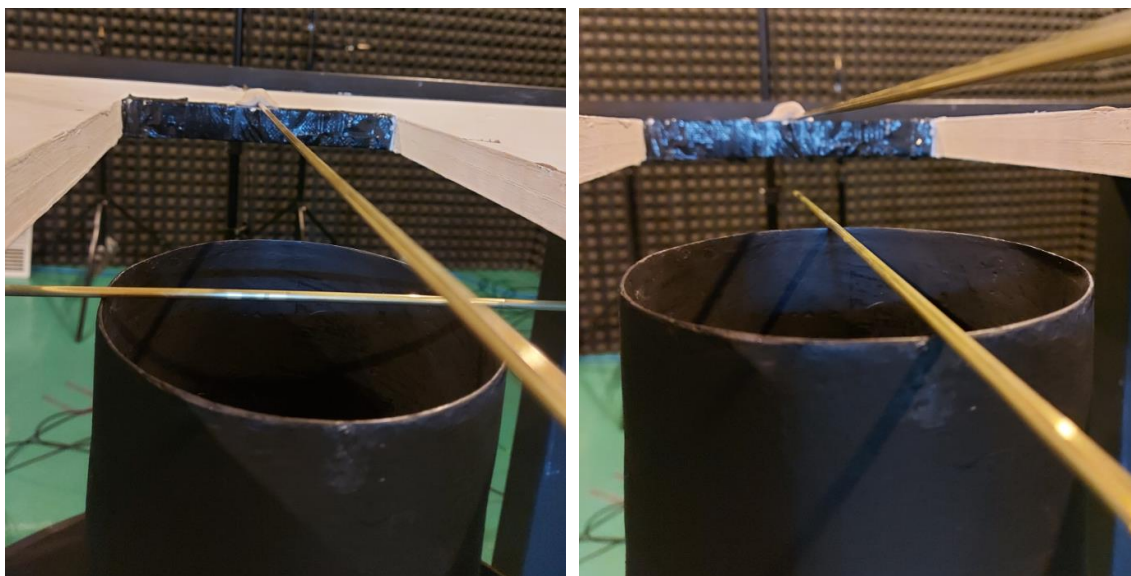
V předchozí kapitole byl rozebrán vliv přítomnosti smykové vrstvy na generování zvuku při obtékání lopatek. Pro lopatky s natočením 0° je vliv turbulence, resp. přítomnost turbulentní smykové vrstvy kolem jádra proudu zanedbatelná. V této kapitole jsou uvedeny výsledky měření hladiny akustického tlaku pro jednu lopatku typu L1D_0° (natočení 0°) při umístění 50 mm nad dýzu dle *Obr. 5-3*, a dále umístění lopatky přímo na ústí dýzy, tj. do výšky 0 mm nad dýzu, s tím, že je lopatka umístěna vždy ve středu dýzy, tj. do proudového pole v počátku jádra proudu s minimální turbulencí. Stejným způsobem je experiment proveden také s válcem o průměru 4 mm, tj. jako charakteristický rozměr lopatek typu L1. Rychlost proudění byla zvolena 12 m/s shodně jako v případě simulací v kapitole 6. Vyhodnocení hladiny akustického tlaku je v bodě A, viz *Obr. 5-3A*, jako logaritmický průměr ze dvou bodů proti sobě umístěných půdorysně kolmo na lopatku nebo válec ve vzdálenosti 1 m pod úhlem 45° od osy, tj. v bodech, které jsou nejvíce zasaženy dipólovým zdrojem hluku. Výsledky jsou prezentované na *Obr. 5-30* pro L1D_0° a *Obr. 5-32* pro válce o průměru 4 mm.



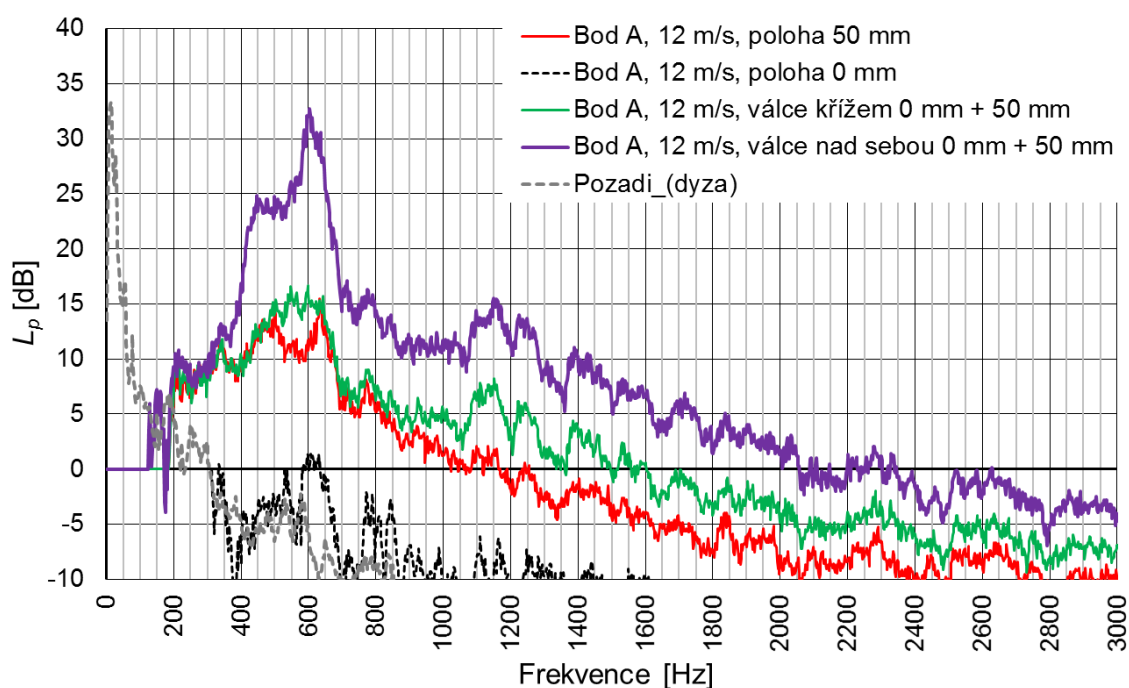
Obr. 5-30 Ukázka porovnání FFT spekter hladin akustického tlaku ve vzdálenosti 1 m od lopatky typu L1D_0° (otočení 0°) pouze pro jednu lopatku, měření v bodech **A** = půdorysně kolmo na lopatku, rychlost proudění **12 m/s**.

U lopatky L1D_0° je výrazná shoda průběhu spekter FFT hladin akustického tlaku pro polohu 50 mm i 0 mm. Téměř úplná shoda je pro celkovou hladinu $L_{p,1m} = 51,6$ dB, resp. 51,6 dB, a v případě korigovaných hodnot váhovým filtrem A $L_{pA,1m} = 48,8$ dB, resp. 48,7 dB. Odlišnost ve spektrech je v oblasti nízkých frekvencí pod 350 Hz, zde roli hraje smyková vrstva kolem jádra proudu, viz předchozí kapitola 5.2.2., tudíž pro pozici lopatky 50 mm je v této oblasti i vyšší hladina akustického tlaku. Na celkové výsledky to ale nemá vliv, tam hraje roli zejména shoda hladin akustického tlaku na významných frekvencích 434 Hz, 868 Hz a 1374 Hz způsobené vírovými strukturami vlivem geometrie lopatky. Spektrální složení fluktuací (turbulence) náběžného proudu tak pro lopatky není zásadním faktorem pro generování aerodynamického zvuku.

Zcela odlišná situace nastává pro válec o průměru 4 mm, viz výsledky na Obr. 5-32. Byla zjištěna výrazná neshoda FFT spekter hladin akustického tlaku pro polohu válce 0 mm a 50 mm, dokonce válec v poloze 0 mm, tj. nabíhající proud na válec bez turbulence, je pouze mírně nad úroveň zvuku generovaného samotnou dýzou. Vzhledem k tomuto zjištění, byly provedeny další dvě varianty. Varianta „válce křížem 0 mm + 50 mm“, viz Obr. 5-31 vlevo, spočívá ve vytvoření menší výrazně turbulentní oblasti v jádru proudu nabíhající na válec v poloze 50 mm. Válec je pak vystaven proudovému poli se dvěma turbulentními oblastmi: smykovou vrstvou kolem jádra proudu a střed válce je zasažen proudovým polem vytvořeným válcem v úrovni 0 mm. Poslední varianta „válce nad sebou 0 mm + 50 mm“, viz Obr. 5-31 vpravo, spočívá v tom, že válec v úrovni 50 mm je celý v proudovém poli vytvořeném válcem v úrovni 0 mm. Jádro proudu dýzy je tak po celé délce válce v 50 mm výrazně turbulentní.



Obr. 5-31 Fotografie z měření, vlevo ukázka sestavy Varianta „válce křížem 0 mm + 50 mm“, vpravo varianta „válce nad sebou 0 mm + 50 mm“



Obr. 5-32 Ukázka porovnání FFT spekter hladin akustického tlaku ve vzdálenosti 1 m pro válec průměru 4 mm, válec v poloze 0 mm a 50 mm, válce křížem a válce nad sebou, měření v bodech A = půdorysně kolmo na lopatku, rychlost proudění **12 m/s**.

Z diagramu na Obr. 5-32, je názorně vidět, že při poloze válce 0 mm, téměř nedojde k vytvoření výrazných vírových struktur za válcem, které ve spektru hladin akustického tlaku vytvoří maximum pro $Sh = 0,2$, viz např. [20]. Jakmile je náběžné proudové pole před válcem turbulentní (smyková oblast, nebo rozvíření válcem v poloze 0 mm) zvuk výrazně vzroste a spektra jsou pak tvarově podobná. Nicméně,

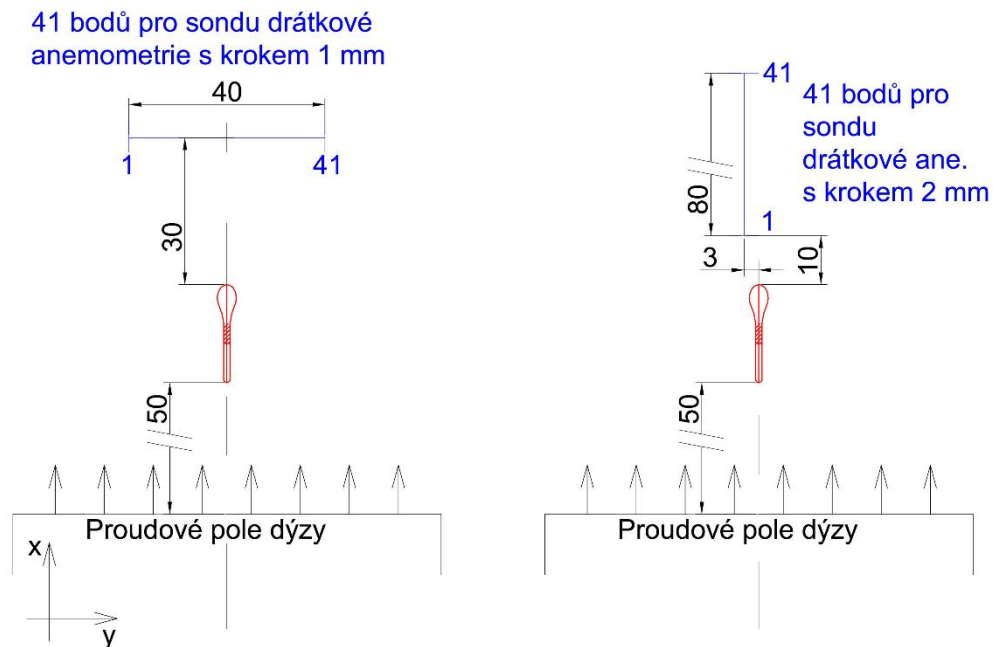
charakteristika spektra známá výrazným maximem pro $Sh = 0,2$ ($Sh = 600 \cdot \frac{0,004}{12} = 0,2$), nastává až pro případ zcela turbulentního náběžného proudu na válec, viz fialové FFT spektrum dle *Obr. 5-32*. Zároveň je nutné podotknout, že nárůst zvuku ve spektru není způsoben přidáním válce jako dalšího zdroje v poloze 0 mm, protože ten sám o sobě generuje zvuk mírně nad úroveň aerodynamického zvuku samotné dýzy.

Předmětem této práce není zkoumat zvuk generovaný obtékáním válců. Této problematice je věnována pozornost zejména z důvodu zkoumání rozdílů výsledků simulací a experimentu, viz kapitola 6. Obtékání válce a generování zvuku je silně závislé na struktuře nabíhajícího proudu. Presentované výsledky válce jsou při rychlosti 12 m/s a pro charakteristický rozměr 4 mm s hodnotou $Re = 3609$, dle rovnice (5-2), v oblasti pod kritických Re , tj. v rozmezí $400 \leq Re \leq 10^5$ [59]. V publikacích o obtékání válců je věnována největší pozornost vždy pouze kritické oblasti Re (pro tento případ by rychlost musela být $v_s = 300$ m/s), zatímco pod kritické oblasti Re nikoliv. Přehled o chování válců z hlediska proudění napříč oblastmi pod kritická až trans kritická Re uvádí Schewe [53], nicméně pro rychlost proudění 38 m/s. Schewe hodnotu Re mění statickým tlakem v tekutině. Vliv turbulence na generování zvuku válců zkoumal Iida, Morita a Tanida [17]. Porovnávali zvuk od laminárního a turbulentního náběžného proudu na válec o průměru 10 mm a rychlost 30 m/s, tj. $Re = 22550$, kdy válec generoval pro oba typy proudění stejnou hodnotu hladiny akustického tlaku pro maximum ve spektru.

Lopatka generuje při obtékání zvuk nezávisle na struktuře nabíhajícího proudu, viz *Obr. 5-30*. Lopatky vykazují pro 12 m/s a charakteristický rozměr (šířka lopatky) 20 mm hodnotu $Re = 18045$, dle rovnice (5-2), jsou ve stejné pod kritické oblasti Re jako válce. U válce je vliv proudění zásadní z důvodu jednoduché geometrie. Oproti lopatkám totiž nemá žádný generátor zaručené turbulence, jako právě tvar lopatek. Rozšířená část lopatky tak funguje jako generátor turbulence, následné odtržení za lopatkou se již odehrává nezávisle na nabíhajícím proudu tekutiny.

5.2.4 Dosah fluktuací rozrušeného proudu

Měření bylo zrealizováno pro jeden kruhový válec o průměru 4 mm, jednu lopatku L1D_0° a jednu L1H_0°. Bylo měřeno ve dvou typech vzorkování sondou 55P11. HORIZONTÁLNÍ měření bylo provedeno ve výšce 30 mm nad lopatkou (nebo válcem), v úseku 0 až 40 mm (celkem 41 vzorků, krok 1 mm), viz Obr. 5-33 vlevo. Dále VERTIKÁLNÍ měření bylo provedeno ze základní pozice 10 mm nad lopatkou až do 90 mm nad lopatku, dráha sondy je odskočená 3 mm od osy lopatky, resp. dýzy, viz Obr. 5-33 vpravo (celkem 41 vzorků, krok 2 mm). Oba způsoby vzorkování sondou jsou situované do jádra proudu dýzy. Do měření tak nezasahuje smyková oblast, viz kapitola 5.2.3. Rozsah rychlostí náběžného proudu je 5 m/s, 8 m/s a 12 m/s. Sonda 55P11 byla umístěna proti směru proudění, tj. v ose X. Cílem měření bylo zjistit chování proudového pole za jednou lopatkou nebo válcem.



Obr. 5-33 Řez uspořádáním měření drátkovou anemometrií pro porovnání dosahu fluktuací od obtékání lopatkové mříže VZT, typ lopatek L1D_0°, natočení 0°, **vlevo HORIZONTÁLNÍ** vzorkování, **vpravo VERTIKÁLNÍ** vzorkování.

Na Obr. 5-34 jsou souhrnně uvedeny výsledky měření pro jednotlivé rychlosti 5, 8 a 12 m/s. Vždy je v diagramech porovnán válec a lopatka L1D_0° a L1H_0°. Na diagramech vlevo je uvedeno FFT spektrum v závislosti na **Sh** pro HORIZONTÁLNÍ vzorkování, jedná se o maximální hodnotu amplitudy ze všech 41 vzorků, viz koncept hodnocení fluktuací popsany v kapitole 5.1.4. Na diagramech vpravo je závislost maximální amplitudy FFT spekter v rozsahu 100 až 5000 Hz a to na vzdálenosti sondy od lopatky nebo válce. Vyhodnocení je pro VERTIKÁLNÍ vzorkování. V tomto případě je hodnocena nejvyšší amplituda ze spektra pro danou polohu. Rozsah 100 až 5000 Hz je v tomto případě zásadní, z důvodu vynechání nízkých frekvencí, ve kterých se vliv

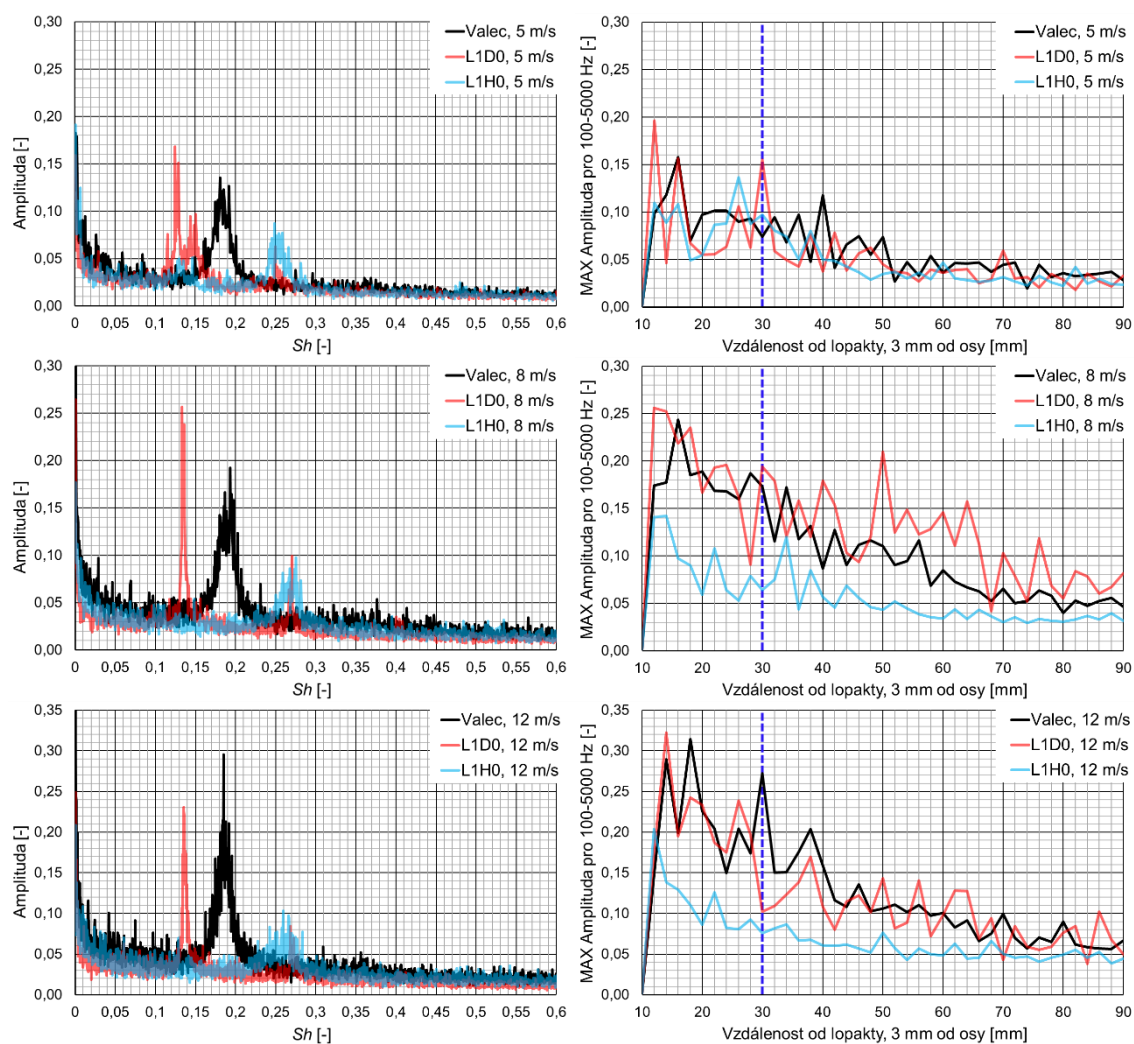
lopatek nebo válce neprojevuje, naopak se zde projevuje dýza (mohou zde být nízké frekvence fluktuací také od vlivu stabilizace sondy při pohybu). Na diagramech vpravo je dále znázorněna modrá čárkovaná čára, ta značí umístění HORIZONTÁLNÍHO vzorkování v úrovni 30 mm nad lopatku, resp. koncept dle *Obr. 5-3* a také *5-33* vlevo.

Z výsledků na diagramech *Obr. 5-34* je patrné, že fluktuace se začínají projevovat ve vzdálenosti od 12 mm pro rychlosti 5 a 8 m/s a od 14 mm pro rychlost 12 m/s. V této poloze zároveň dosahují amplitudy nejvyšších hodnot, postupně pak klesají. V některých případech ve vybrané vzdálenosti 30 mm od lopatky dosahují amplitudy výrazně nižších hodnot pro VERTIKÁLNÍ vzorkování než pro HORIZONTÁLNÍ uvedené vlevo na *Obr.5-34*. HORIZONTÁLNÍ vzorkování totiž vyhodnocuje 41 bodů napříč proudovým polem za lopatkou, které postihne všechny vírové struktury, VERTIKÁLNÍ vyhodnocuje jeden bod v poloze 30 mm odkloněn 3 mm vůči ose. HORIZONTÁLNÍ vzorkování vždy vykazuje vyšší hodnoty Amplitud než maximální ve VERTIKÁLNÍM vzorkování.

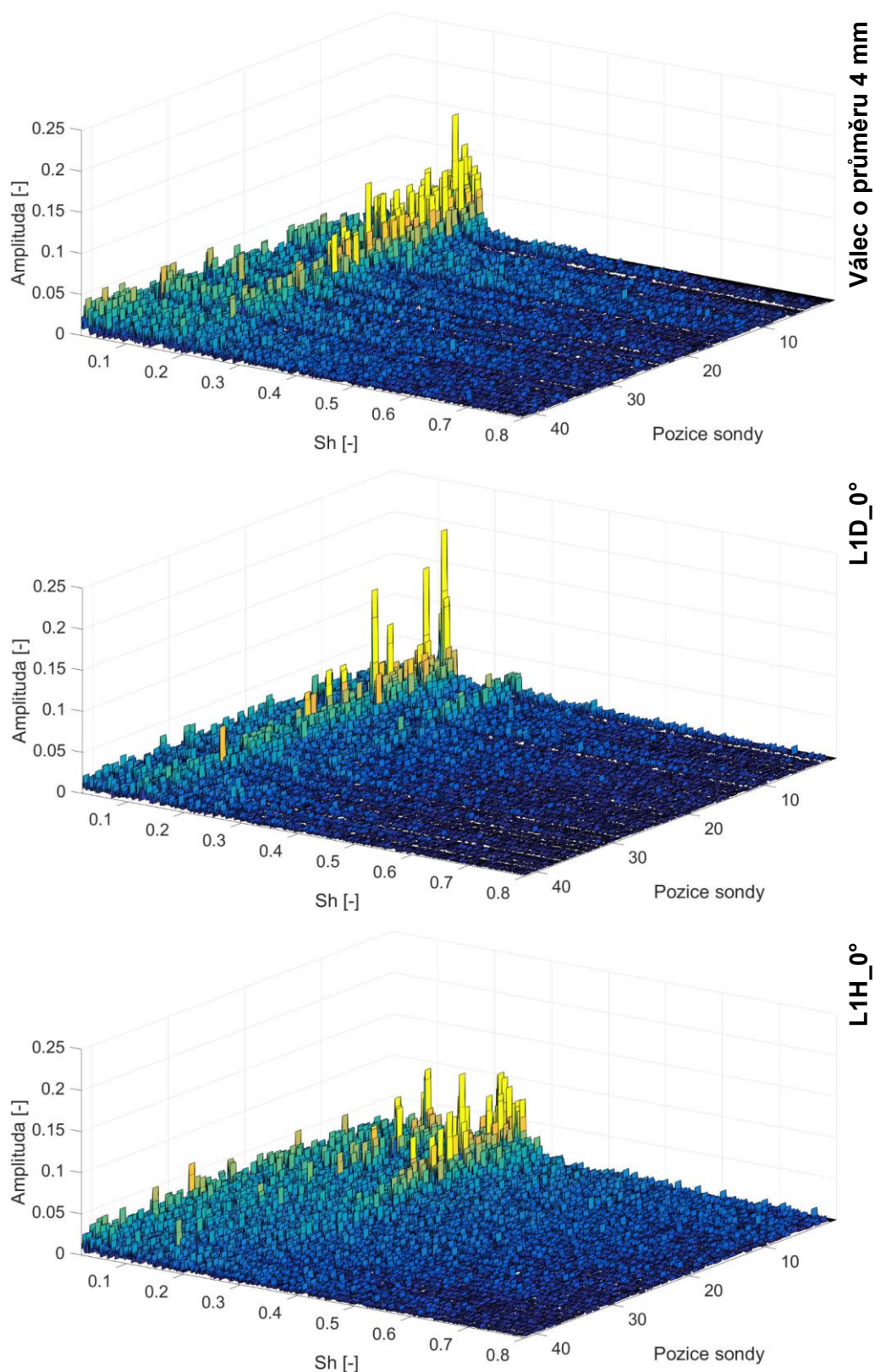
Válec má konstantní hodnotu maxima amplitudy pro $Sh = 0,18$ až $0,19$. U lopatky $L1D_0^\circ$ se projevuje složitější geometrie, své maximální amplitudy dosahuje pro $Sh = 0,13$ až $0,14$ a pro $Sh = 0,25$ až $0,27$. Lopatka $L1H_0^\circ$ je s amplitudami výrazněji umírněnější, vykazuje jedno maximum pro hodnotu $Sh = 0,25$ až $0,27$.

Hodnota amplitud při HORIZONTÁLNÍM vzorkování, tj. v úrovni 30 mm za lopatkou, je v podobné úrovni, spíše níže, než hodnoty pro pozice blíže k lopatkám ve VERTIKÁLNÍM vzorkování. Nicméně měření fluktuací má za úkol zmapovat frekvenční podobnost se spektrem vibrací lopatek a generovaného zvuku, což pozice HORIZONTÁLNÍ splňuje. Tvar spektra fluktuací a dominantní maxima nezávisí na poloze sondy. Na *Obr. 5-35* až *5-37* jsou uvedeny 3D diagramy FFT spekter v závislosti na Sh a pozici sondy pro VERTIKÁLNÍ vzorkování.

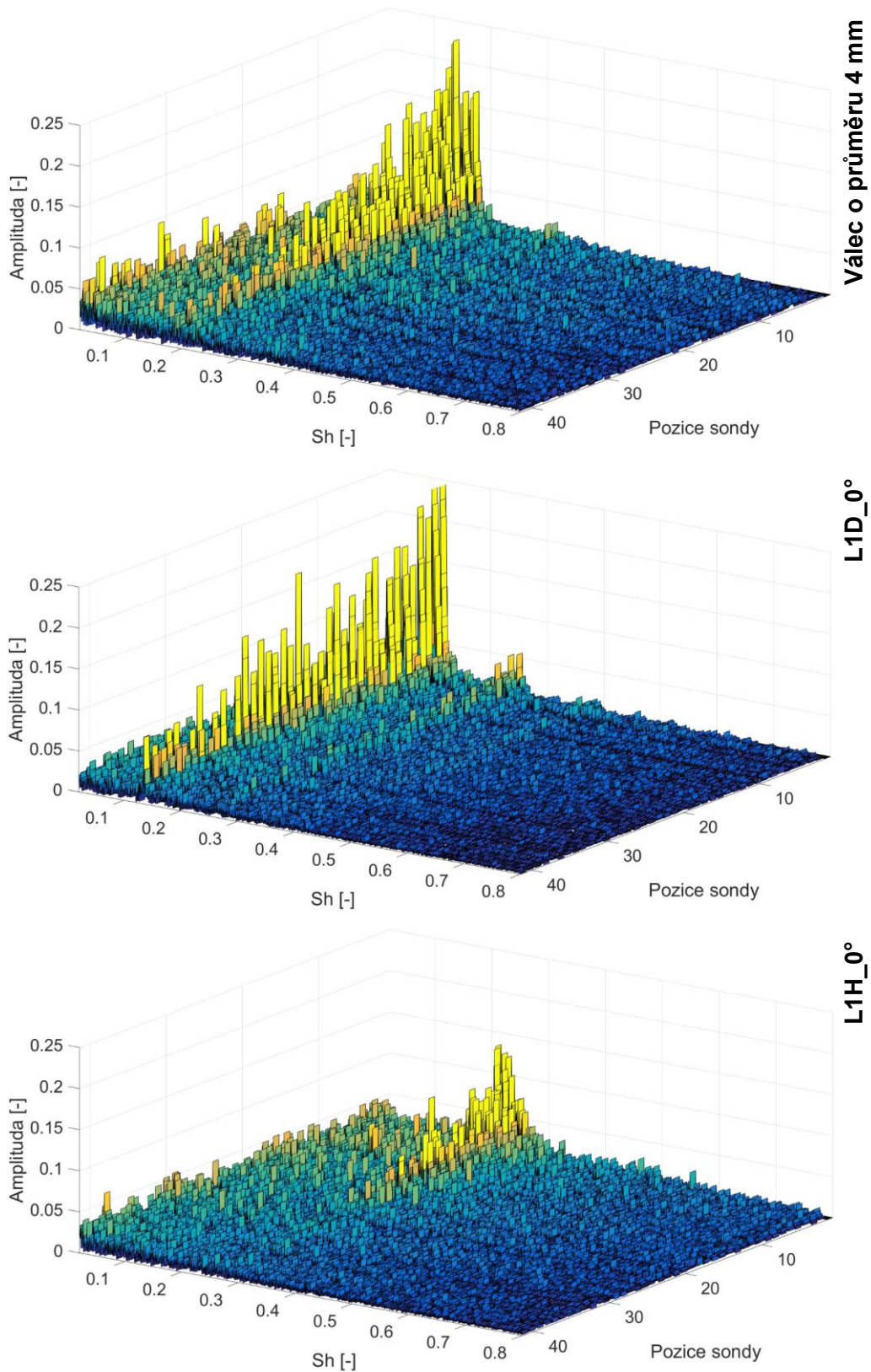
Paradoxem u provedených měření je fakt, že samotný válec v pozici 50 mm nad dýzou vykazuje vyšší hodnoty fluktuací pro rychlost 12 m/s, než lopatka $L1D_0^\circ$, přičemž generování zvuku od válce při náběžném proudění bez turbulence, tj. měřený případ, je mnohem tišší (maximum ve spektru je řádově rozdílné $\Delta L_p = 30$ dB), než lopatka $L1D_0^\circ$, viz předchozí kapitola 5.2.3. To je zavádějící výsledek, jelikož dle teoretické části, vztahy (4-98) a (4-99), je hlavním parametrem generování zvuku dipólu a monopólu fluktuace rychlosti, která bezprostředně ovlivňuje následný tlakový rozruch do okolí šířící se jako zvukové vlny. Lze ale předpokládat, že pokud by se sondou vzorkovalo v pozici HORIZONTÁLNÍ ve vzdálenosti 14 mm od lopatky, dospělo by se k výsledkům, dle předpokladu, tj. amplituda ve spektru válce by měla být výrazně nižší, než u lopatky $L1D_0^\circ$. Na druhou stranu lopatka $L1D_0^\circ$ svým rozruchem dosahuje až na konec sledované oblasti 90 mm za lopatku, zatímco válec končí v úrovni 70 mm.



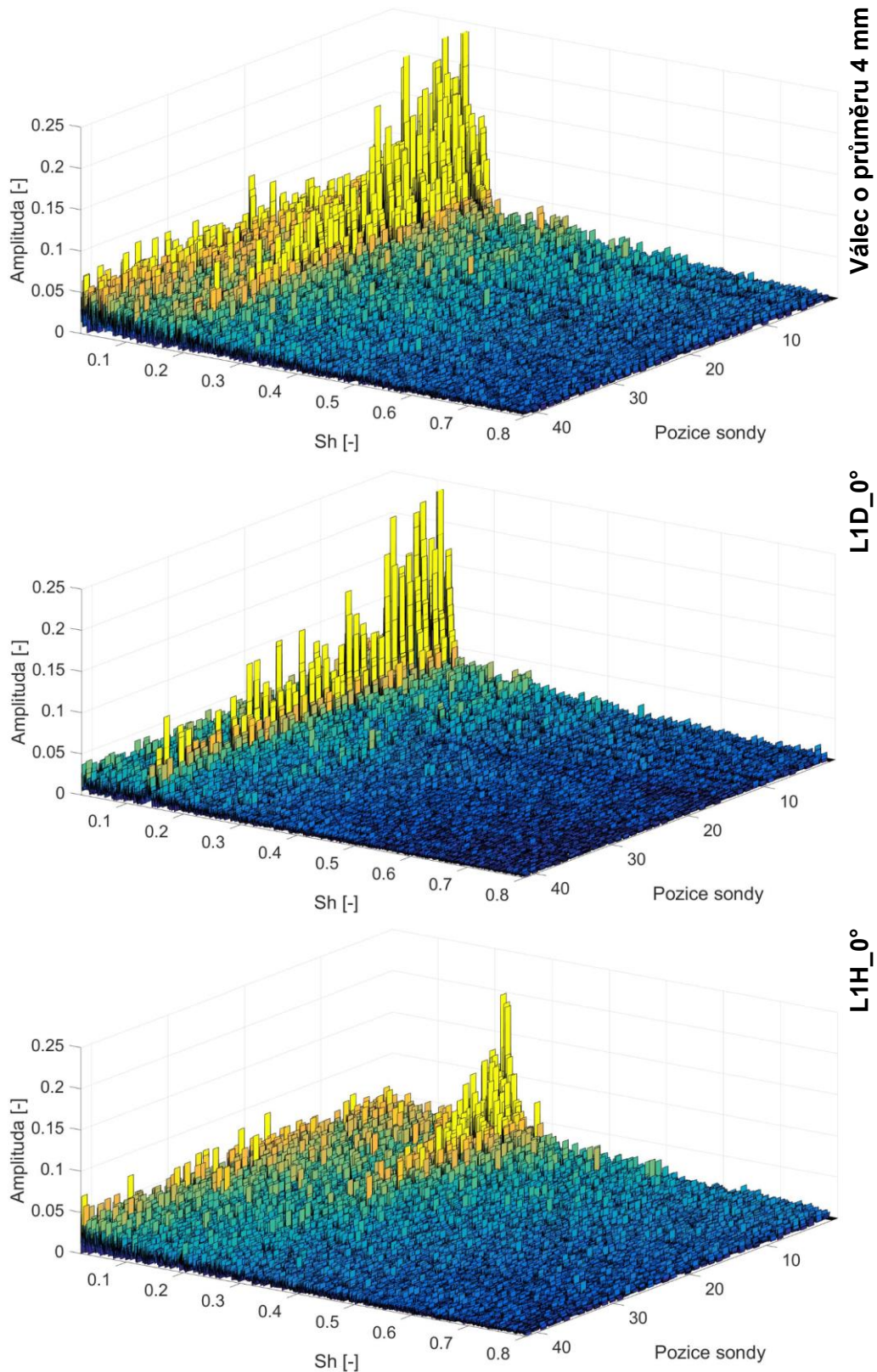
Obr. 5-34 Výsledky FFT spekter fluktuací v závislosti na Strouhalově čísle při HORIZONTÁLNÍM vzorkování sondy **vlevo**, závislost FFT MAX amplitudy pro 100 až 5000 Hz na vzdálenosti od lopatky při VERTIKÁLNÍM vzorkování sondy **vpravo**, porovnání jedné lopatky L1D_0°, L1H_0° a válec průměr 4 mm, sonda 55P11, pro rychlosti **5 m/s**, **8 m/s** a **12 m/s**.



Obr. 5-35 3D výsledky FFT spekter fluktuací v závislosti na Strouhalově čísle pro VERTIKÁLNÍ vzorkování sondy 55P11, tj. v rozsahu 0-80 mm (krok pozice = 2 mm), od shora pro válec průměru 4 mm, pro lopatky L1D_0° a L1H_0°, rychlost proudění 5 m/s.



Obr. 5-36 3D výsledky FFT spekter fluktuací v závislosti na Strouhalově čísle pro VERTIKÁLNÍ vzorkování sondy 55P11, tj. v rozsahu 0-80 mm (krok pozice = 2 mm), od shora pro **válec průměru 4 mm**, pro lopatky **L1D_0°** a **L1H_0°**, rychlost proudění **8 m/s**.



Obr. 5-37 3D výsledky FFT spekter fluktuací v závislosti na Strouhalově čísle pro VERTIKÁLNÍ vzorkování sondy 55P11, tj. v rozsahu 0-80 mm (krok pozice = 2 mm), od shora pro **válec průměru 4 mm**, pro lopatky **L1D_0°** a **L1H_0°**, rychlost proudění **12 m/s**.

5.3 Výsledky experimentu

Získaný soubor dat z experimentu je zhodnocen formou od základních principů po detailní spektrální analýzy. Nejobecnější výsledek je vždy závislost celkové hodnoty akustické energie, tj. akustického výkonu nebo tlaku, na mocnině rychlosti proudění vzduchu pro jednotlivé základní typy lopatek. Následně je proveden rozbor vlivu vibrací lopatek na generovaném zvuku a frekvenční analýza rychlosti vibrací obtékaných lopatek. Dále je hodnocen základní parametr turbulentního proudění, tj. intenzita turbulence, ve vztahu k fluktuacím proudění. Předposlední kapitola představuje vyhodnocení vzájemné frekvenční korelace fluktuací, rychlosti vibrací a akustického tlaku. V poslední kapitole je pro třetiooktávová pásma (ty jsou důležité z pohledu legislativy [43]) uvedena závislost Strouhalova čísla dominantního peaku zvuku na Reynoldsově čísle a zhodnocena tónová složka dle [43].

5.3.1 Generovaný celkový hluk v závislosti na rychlosti

Pro uvedení do problematiky aerodynamického hluku při obtékání lopatkových VZT mříží je zpočátku prezentována celková závislost hladin akustického tlaku na rychlosti proudění vzduchu z dýzy v_s , která je zásadním parametrem z hlediska generování aerodynamického zvuku. Na Obr. 5-38 jsou uvedeny souhrnné výsledky vždy pro daný úhel natočení lopatek *vlevo* celkové hladiny akustického tlaku, *vpravo* celkové hladiny akustického tlaku A , a to ve vzdálenosti 1 m od středu vyústky, v závislosti na logaritmu rychlosti proudění z dýzy. Pokud se rychlost proudění zvyšuje, dochází ke zvyšování akustického tlaku. Na Obr. 5-38 je v diagramech uveden ještě parametr hodnotící lineární, resp. mocninnou závislost rychlosti proudění na generování zvuku (žlutá čárkovaná čára). Tato závislost je vztažena k lopatkám L3, jelikož ty pro L_p i L_{pA} vykazují lineární závislost na $\log(v_s)$ pro všechny úhly natočení v celém rozsahu měření. Lineární závislosti L_p i L_{pA} , ale i pro hladiny akustického výkonu L_W , na $\log(v_s)$ lze obecně definovat rovnicí (5-11). Tato rovnice předepisuje, o kolik dB vzroste hladina akustického tlaku nebo výkonu při zvětšení rychlosti proudění. Tedy pokud je závislost na $\log(v_s)$ lineární, lze parametr, resp. exponent K určit ze směrnice přímky vycházející z lineární regrese. Z tohoto vztahu (5-11) je patrná závislost akustického výkonu nebo tlaku na určité mocnině rychlosti proudění.

$$L_{p1} - L_{p2} = K \cdot 10 \cdot \log\left(\frac{v_{s1}}{v_{s2}}\right) = 10 \cdot \log\left(\frac{v_{s1}}{v_{s2}}\right)^K = L_{W1} - L_{W2} \quad (5-11)$$

kde je

K [-] exponent definující závislost akustického výkonu na rychlosti proudění.

Rovnice (5-11) je uvedena v každém diagramu na Obr. 5-38, vztažena k lopatkám L3. Lineární závislost L_p i L_{pA} na $\log(v_s)$ je platná také pro válce, viz [30]. Podobnost lopatek L3 a válců lze hledat v relativně jednoduché geometrii lopatek L3. Naopak lopatky L1 a L2 vykazují ve střední části zúžení, které významně ovlivňuje

proudění za lopatkou a složení výrových struktur. Ty následně ovlivňují akustické spektrum generovaného zvuku a tedy i průběh celkové hladiny akustického tlaku a zejména hladiny akustického tlaku A v závislosti na $\log(v_s)$. Problematika spekter je uvedena v dalších kapitolách.

Z provedených měření lze konstatovat, že exponent rychlosti v závislosti akustického tlaku (nebo akustického výkonu) na rychlosti proudění je pro lopatky L3 pro úhel 0 a 15° v úrovni 4, pro úhel 30° dochází ke skoku na hodnotu 5,6 a pro úhel 45° exponent spadne na hodnotu 4,5. Podobných výsledků dosahují i lopatky L1 a L2, viz průběhy na Obr. 3-38 vlevo. Mnohem významnější jsou však závislosti korigovaných hodnot váhovým filtrem A, protože jsou tyto hodnoty srovnatelné s hygienickými limity hluku [43]. V případě korigovaných hodnot váhovým filtrem A, je akustický tlak nebo výkon závislý na mnohem vyšší hodnotě exponentu rychlosti proudění, viz podrobná tabulka 5-1.

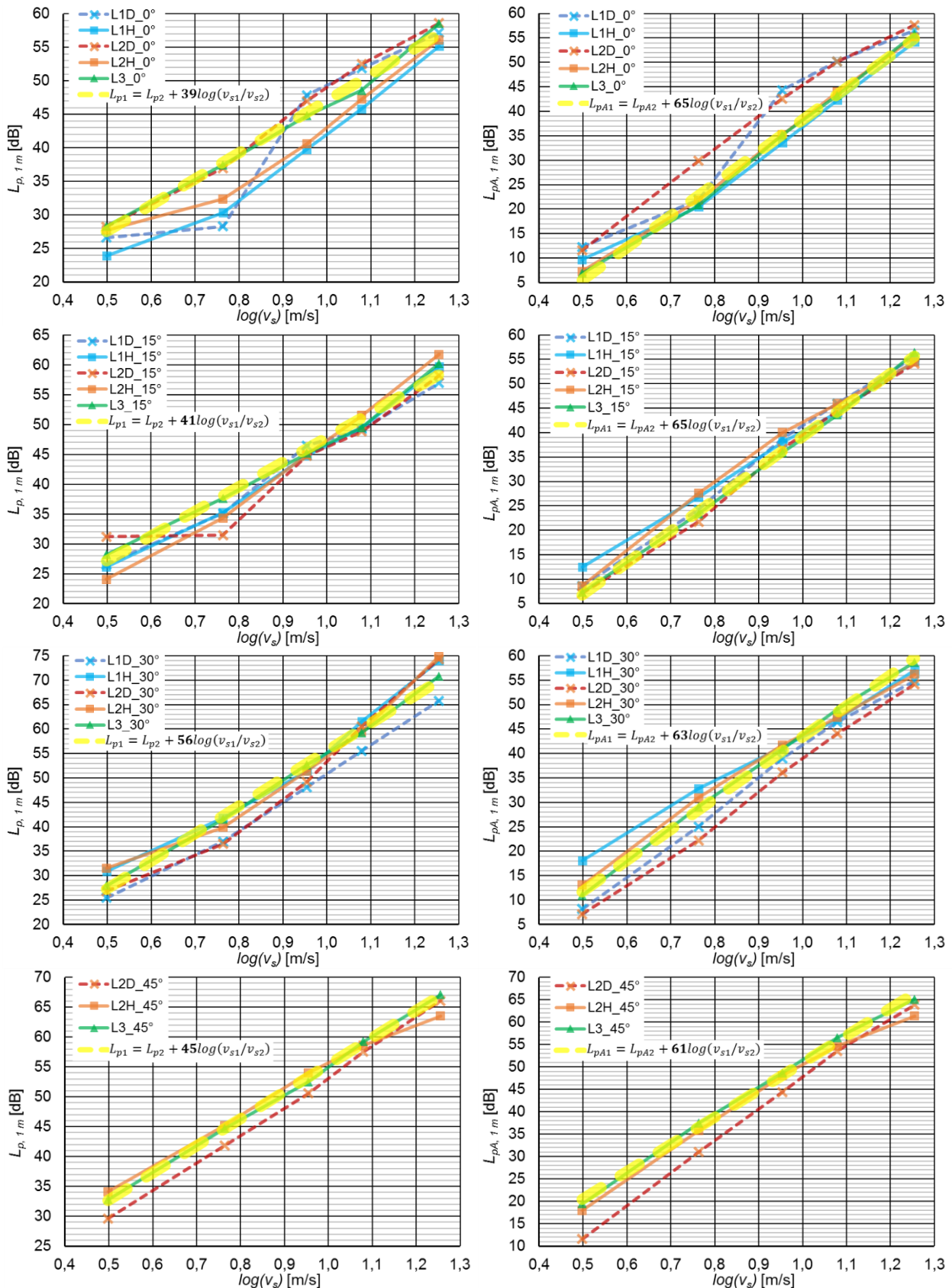
Tab. 5-1 Hodnoty exponentu K rychlosti proudění pro závislost akustického výkonu A nebo tlaku A pro jednotlivé typy lopatek a úhly natočení.

Úhel natočení lopatky	L1D	L1H	L2D	L2H	L3
0°	3,6 do 6 m/s	4,1 do 6 m/s	6,2	6,5	6,5
	12 pro 6 až 9 m/s	6,8 pro 6 až 18 m/s			
	4 pro 9 až 18 m/s				
15°	6,3	5,5	6,4	6,1	6,5
30°	6,3	5,1	6,3	5,7	6,3
45°	6 Viz [28]	6 Viz [28]	7	5,8	6,1

V praxi to znamená, že pokud bude závislost hladiny akustického výkonu A na rychlosti s exponentem 6,5 a zvýšíme rychlost proudění na koncové vyústce na dvojnásobek, dojde k nárůstu hluku o 19,5 dB. Pokud však budeme mít vyústky typu L1D a rychlost proudění 6 m/s, následně snížíme rychlost proudění na polovinu, tj. na 3 m/s, klesne generovaný zvuk pouze o 10,8 dB.

Se vzrůstajícím úhlem natočení lopatek, dochází také ke zvýšení hladiny akustického tlaku A. Pro úhel natočení 0° jsou nejhluchnějšími lopatkami L1 a L2 v pozicích D, tj. rozšířenou částí proti směru proudění vzduchu. Rozdíl je do 8 dB pro korigované hodnoty váhovým filtrem A. Lopatky L3, L1H a L2H jsou pro úhel 0° ve stejné úrovni. Pro úhel 15° natočení jsou nejhluchnější lopatky L1H a L2H pro rychlosti do 9 m/s (o cca 3 dB oproti ostatním), od 9 m/s jsou lopatky ve stejné úrovni. Lopatky L3, L1D a L2D jsou pro úhel 15° ve stejné úrovni. Pro úhel 30° jsou nejhluchnějšími lopatkami L1H do 9 m/s. Lopatky L2D a L1D (rozšířenou částí proti proudu vzduchu) pro úhel 30° jsou méně hluchné o cca 4 až 8 dB, resp. 3 až 5 dB než tichý typ lopatek L3. Pro úhel 45° jsou

lopatky L2H a L3 ve stejné úrovni, nicméně tichý typ L3 je o cca 2 dB hlučnější, naopak poloha L2D je pro 45° nejtišší až o 7 dB. U lopatek L3 se pro úhel 45° pravděpodobně projevuje vliv úzké mezery, tj. vliv aerodynamického zdroje štěrbina.



Obr. 5-38 Celkové hladiny akustického tlaku – vlevo, a akustického tlaku A – vpravo, 1 m od středu výustky v závislosti na logaritmu rychlosti proudění.

5.3.2 Vibrace lopatek v závislosti na rychlosti

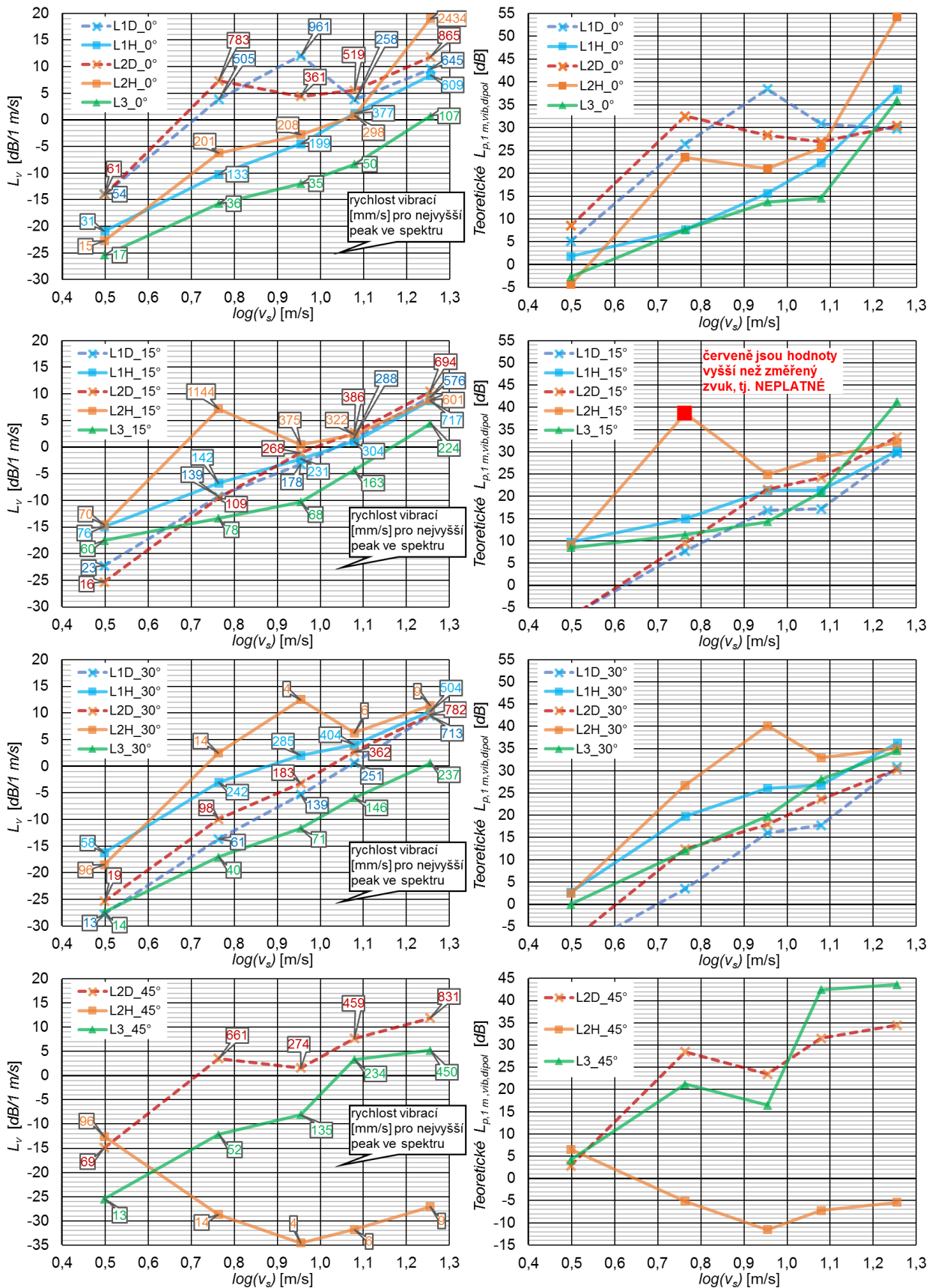
V kapitole 5.1.3 je popsána metodika měření a hodnocení vibrací, mechanické čidlo umístěné v jedné čtvrtině délky lopatky mimo dosah proudu. Mechanické čidlo má hmotnost min. 50x nižší než hmotnost lopatky. Na Obr. 5-39 jsou uvedeny vlevo závislosti celkové hladiny rychlosti vibrací lopatky, situované v ose dýzy, na logaritmu rychlosti proudění $\log(v_s)$. Pro jednotlivé body měření je v bublině uvedena rychlost vibrací v [mm/s] pro nejvyšší peak ve spektru vibrací. Na Obr. 5-39 vpravo je opět na vodorovné ose uveden $\log(v_s)$, na vertikální ose jsou teoretické hladiny akustického tlaku v kontrolních bodech 1 m od středu vyústky od dipólového zdroje nahrazující lopatky dle kapitoly 5.1.3, vykazující stejnou rychlost vibrací pro 3 nejvyšší peaky ve spektru hladin vibrací (tj. majoritní vliv vibrací). Diagramy jsou vždy pro všechny lopatky pro daný úhel natočení.

Z výsledků měření rychlosti vibrací je překvapivá zejména jejich vysoká hodnota nejvyšších peaků ve spektru. Ty dosahují v extrémních případech, tj. natočení lopatek při úhlu 0° a 15° , hodnot v řádech jeden až dva metry za sekundu. Pro porovnání např. u točivých strojů, je rychlost vibrací kolem desítek mm/s již kritická. Jedná se však o zcela rozdílnou situaci, kdy vibrace strojů jsou vztaženy k vysoké hmotnosti a zároveň velikosti chvějící se konstrukce. Takové vibrace změřené u lopatek by u stroje znamenaly jeho destrukci, popř. odtržení. Naopak lopatky jsou velice lehké a mají rozměry v několika mm. Fluktuace rychlosti turbulentního proudění za lopatkou dle kapitoly 5.1.4 dosahují hodnot i 50 % střední rychlosti proudění (průměr je kolem 20 %, viz další kapitola 5.3.3 o Intenzitě turbulence). Pokud jsou porovnány nejhorší případy rychlosti vibrací, tj. pro L2H_15° hodnota vibrací 1,1 m/s pro $v_s = 6 \text{ m/s}$ vs. fluktuace v úrovni do 3 m/s, resp. pro L2H_0° hodnota vibrací 2,4 m/s pro $v_s = 18 \text{ m/s}$ vs. fluktuace v úrovni do 9 m/s, je zřejmé, že dynamický účinek proudění obsahuje takto vysoké rychlosti ve svých fluktuacích. Dynamický účinek vibrací lopatky na konstrukci celého rámu vyústky nebo celé VZT tratě je samozřejmě zcela zanedbatelný, jelikož mají lopatky hmotnost v řádech gramů.

Závislost hladiny rychlosti vibrací na $\log(v_s)$ není lineární, tak jako je tomu u závislosti celkových hladin akustického tlaku aerodynamického hluku. Lopatky při rychlostech $v_s = 6$ a 9 m/s vykazují lokální maxima z hlediska celkových vibrací, kvůli kterým závislost není lineární. Tato oblast je pravděpodobně způsobena rezonancí lopatky, kdy dochází ke shodě vibrací, fluktuací proudění a celkového generovaného zvuku. V dalších kapitolách je rozebrána frekvenční závislost na jednotlivých dějích fluktuace proudového pole, vibrace a výsledný akustický tlak a jejich vzájemná shoda.

Aby bylo možné hodnotit vliv vibrací, je třeba zjistit výsledný efekt na generovaný zvuk. Pro definování reálného případu chvějící se lopatky je potřeba určit činitel vyzařování zvuku σ , což je značně komplikované. Tento činitel má prakticky nejzásadnější vliv na výsledný akustický tlak v kontrolním bodě a jeho hodnota se pohybuje v několika řádech, viz kapitola 5.1.3. V kapitole 5.1.3 je definován postup

nahrazení skutečných lopatek dipólovým zářičem o průměru dle charakteristického rozměru lopatek, tj. tloušťka lopatky. Jedná se o výrazné zjednodušení, které v jistých případech vibrací není správné, jelikož vyjde vyšší hodnota hladiny akustického tlaku způsobená vibracemi, než ta, která byla změřena při obtékání lopatek, viz *Obr. 5-38*. V diagramu na *Obr. 5-39 vpravo* jsou uvedeny teoreticky vypočítané hodnoty hladin akustického tlaku v závislosti na $\log(v_s)$. Hodnoty zvuku jsou vypočítané jako průměr ve vzdálenosti 1 m kolem středu dýzy pod úhlem 45° způsobené od dipólového zdroje, tj. koule, jež se chvěje ze strany na stranu se stejnou rychlostí a stejnou frekvencí. Výsledná hodnota hladin akustického tlaku způsobená vibracemi je reprezentovaná třemi nejvyššími peaky ve spektru rychlosti vibrací pro daný případ. Průběh této hladiny kopíruje průběh hladin rychlosti vibrací s menšími rozdíly, které jsou způsobeny rozdílnou hodnotou vlnového čísla k , jež ovlivňuje hodnotu činitele vyzařování zvuku σ . Jednotlivé dominantní peaky ve spektru rychlosti vibrací se pro rychlost proudění mění, někdy i skokově. Nejedná se o plynulé zvyšování frekvence s rostoucí rychlostí proudění, jako je tomu u fluktuací proudění. Platí závislost, čím je hodnota frekvence peaku ve spektru vibrací nižší, tím je i nižší činitel vyzařování a tím je i nižší výsledná hladina akustického tlaku, viz vztah (5-7) a (5-8). Červeně označené hodnoty zvuku v diagramu na *Obr. 5-39 vpravo* jsou nesprávné. U těchto případů byla vypočítána vyšší hladina akustického tlaku způsobená vibracemi, než změřená hladina akustického tlaku způsobená aerodynamickým hlukem. Jedná se o jediný případ L2H_15° $v_s = 6 \text{ m/s}$, kdy je rozdíl o 4,3 dB vyšší. V ostatních případech, je vždy hladina akustického tlaku od vibrací ve vzdálenosti 1 m od středu dýzy vždy s odstupem min. 5 dB, spíše o 10 dB a více, oproti změřeným hodnotám hladin akustického tlaku. Výjimkou jsou pouze 3 případy: L1D_0° $v_s = 6 \text{ m/s}$ nižší o -1,9 dB, L2D_0° $v_s = 6 \text{ m/s}$ nižší o -4,5 dB, L2H_0° $v_s = 18 \text{ m/s}$ nižší o -1,9 dB. Vibrace na výsledný zvuk mají zanedbatelný vliv, aerodynamický zvuk je způsoben vždy od turbulentního proudění za tělesem.



Obr. 5-39 Celk. hladiny rychl. vibrací lopatky v ose dýzy – vlevo, hladina akust. tlaku v 1 m od teor. dip. zdroje – vpravo, v závislosti na logaritmu rychlosti proudění.

5.3.3 Intenzita turbulence proudového pole za lopatkami

Intenzita turbulence byla určována stejným způsobem měření jako koncept popsany v kapitole 5.1.4 ohledně spektrálního rozboru fluktuací rychlosti. Intenzita turbulence je jednočíselný ukazatel míry rozrušení v daném bodě. Intenzita turbulence byla určována dle vztahu (5-12) a to v každém bodě měření (81 bodů) v rozsahu 0 až 160 mm ve vzdálenosti 30 mm nad lopatkou, viz princip měření drátkovou anemometrií v kapitole 5.1.4.

$$I_T = \sqrt{\frac{v'^2}{\bar{v}^2}} \quad (5-12)$$

kde je

I_T	[-]	intenzita turbulence, měřená drátkovou sondou proti směru proudění,
v'	[m/s]	fluktuace rychlosti proudění (celkem 10000 vzorků za 1 s),
\bar{v}	[m/s]	průměrná rychlost v daném bodě měření.

V diagramech na *Obr. 5-40* pro úhly natočení 0° a 15° a *Obr. 5-41* pro úhly natočení 30° a 45° jsou uvedeny závislosti intenzity turbulence na poloze sondy. Vždy jsou porovnány všechny polohy a typy lopatek pro konkrétní rychlost proudění a dále je zde uvedena intenzita turbulence samotné dýzy v místě lopatek (50 mm nad dýzou). Proudové pole lze rozdělit na 2 oblasti, viz kapitola 5.2.2. Smyková vrstva kolem jádra proudu dýzy dosahuje hodnot intenzity turbulence v úrovni 0,5 až 0,6, se vzrůstající rychlostí proudění roste lehce i míra rozruchu. Samotné jádro proudu je v rozsahu 20 až 140 mm, kde je intenzita turbulence pod 0,05.

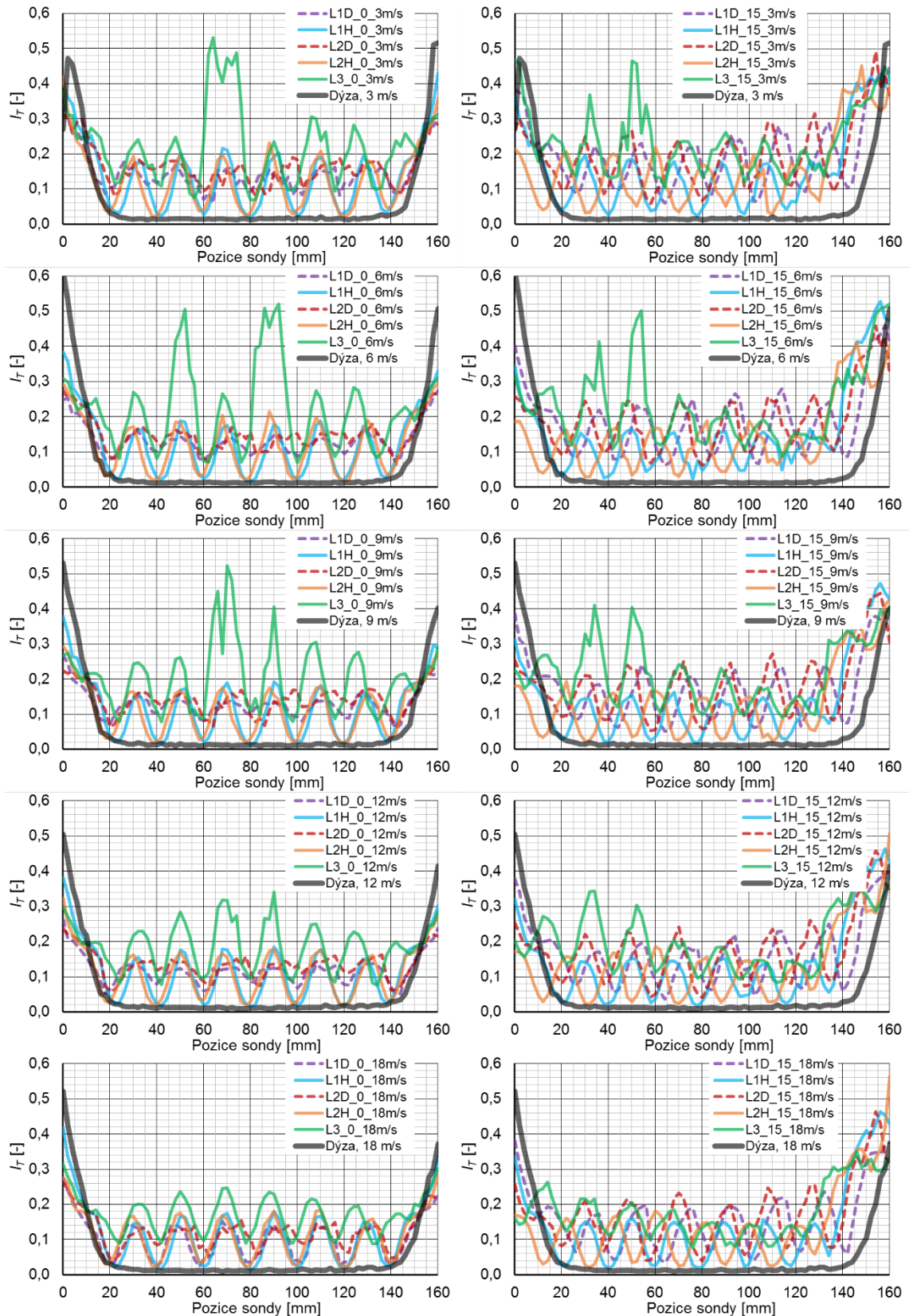
Intenzita turbulence za lopatkami v oblasti jádra proudu se příliš nemění, dosahuje hodnot kolem 0,2, při větším úhlu natočení 30° a 45° dosahuje hodnot i 0,3 pro polohu D (širší stranou proti proudu) a 0,2 pro polohu H lopatek typu L1 a L2. U lopatek L3 dochází v jádru proudu k anomálii zejména pro úhel 0° a rychlost 3 až 9 m/s, že za lopatkou v pozici u středu dýzy významně vzroste intenzita turbulence až na hodnotu 0,5. U ostatních lopatek L1 a L2 se toto neprojevuje. U lopatek L3 se pravděpodobně projevuje kruhový tvar dýzy, jelikož i ve 3D pohledech do FFT spekter jsou jednotlivá ohniska rozvíření rozmístěna ve třech pozicích **Sh** dle polohy lopatky viz *Obr. 5-42* pro 3 a 6 m/s nikoliv nezávisle na poloze lopatky, jako je tomu u rychlosti od 12 m/s viz diagram na *Obr. 5-42* a dále u lopatek L1 a L2, viz ukázka 3D FFT spekter fluktuací v kapitole 5.2.2 na *Obr. 5-27* až *5-29*.

V oblasti smykové vrstvy je intenzita turbulence za lopatkami výrazně vyšší než v jádru proudu. Pro úhly 0° a 15° dochází i k mírnému utlumení turbulence. Pro úhly 30° a 45° je však v oblasti Smykové vrstvy Intenzita turbulence vyšší od 0,4 do 0,7. Dráha sondy byla vždy nastavena tak, aby byla v centru zasažené oblasti odchýleného proudu

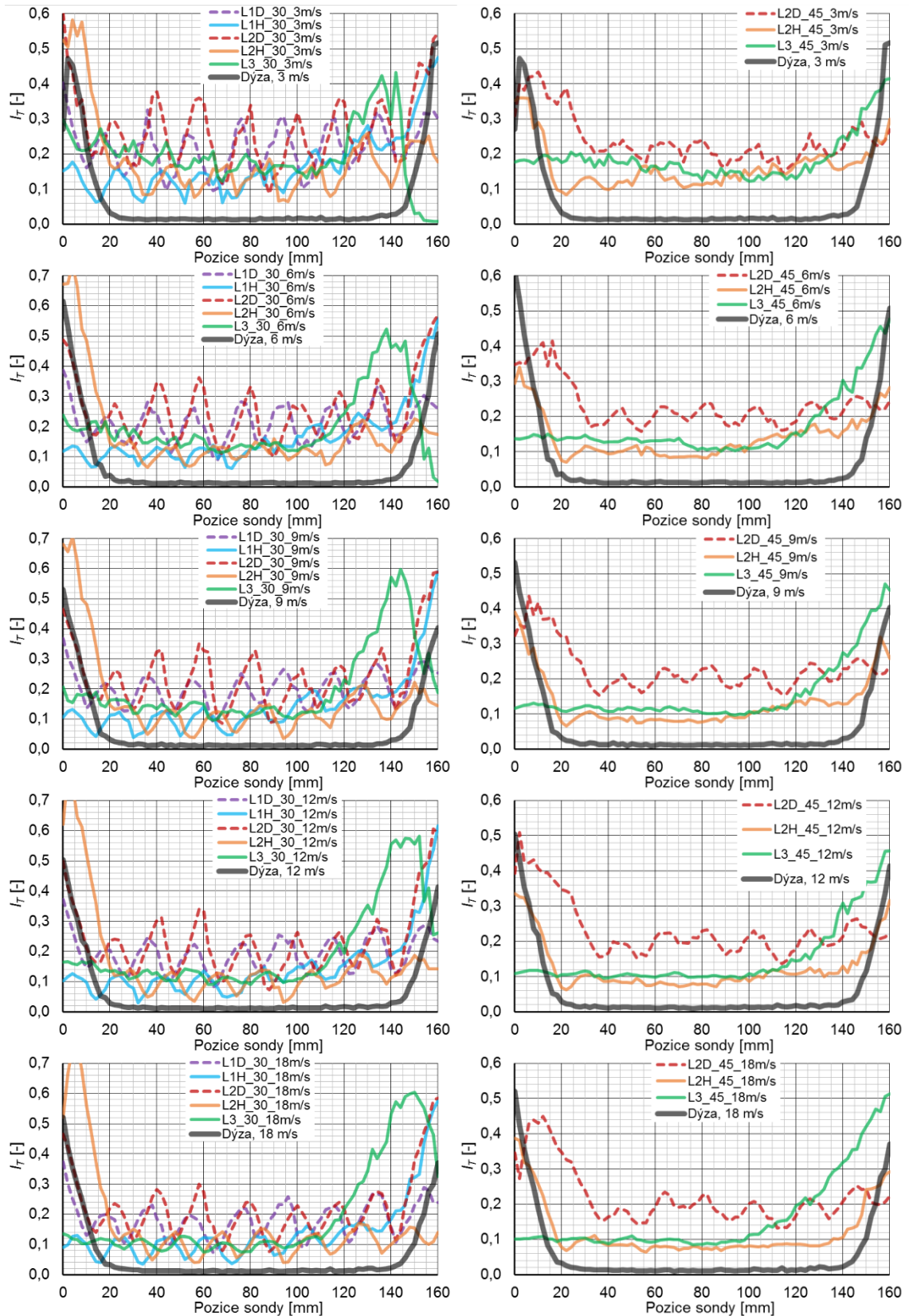
z dýzy vlivem natočení lopatek. Nicméně nesymetrie intenzity turbulence na diagramech *Obr. 5-41* pro větší úhly natočení 30° a 45° je dána velkou deformací celkového proudu z dýzy vlivem natočení lopatek.

V kapitole 5.2.2 je rozebírán vliv smykové vrstvy z pohledu spektrálního složení fluktuací samotné dýzy na spektrální složení proudového pole za lopatkami. Výhodou posuzovaného případu obtékání lopatek je to, že generují fluktuace, podobně jako akustický tlak, v pásmu středních, popř. vyšších frekvencí s tím, že se frekvence posouvá do vyšších frekvencí s rostoucí rychlostí proudění. Naopak spektrální složení smykové vrstvy je od nižších frekvencí, kde dosahují fluktuace maxima amplitudy a postupně klesají, viz *Obr. 5-25* a *5-26*. Tyto dvě oblasti lze tak u obtékání lopatek ve spektru fluktuací viditelně oddělit. Smyková oblast by tak na fluktuace za lopatkami nemusela mít vliv. V kapitole 5.2.2 je dosaženo závěru, že vliv Smykové vrstvy se začne projevovat, z hlediska generování fluktuací a tím i aerodynamického hluku, při natáčení lopatek. Nejrelevantnější údaje měření turbulence způsobené lopatkami jsou tak pro úhel natočení lopatek 0° . U nich totiž nezávisí na nabíhajícím proudu. Pro ostatní úhly, se generování vírové stezky za lopatkou již může změnit s ohledem na nabíhající turbulentní proudění od smykové vrstvy. Nicméně při pohledu do oblasti jádra proudu, lze konstatovat, že intenzita turbulence se prakticky nemění, dosahuje zde hodnot 0,2 až 0,3. Hodnoty amplitud z FFT analýzy fluktuací však definují pravý opak, a to že právě v jádru proudu dochází k největšímu ovlivnění proudění přítomností lopatek, viz kapitola 5.2.2 a *Obr. 5-27* až *5-29*.

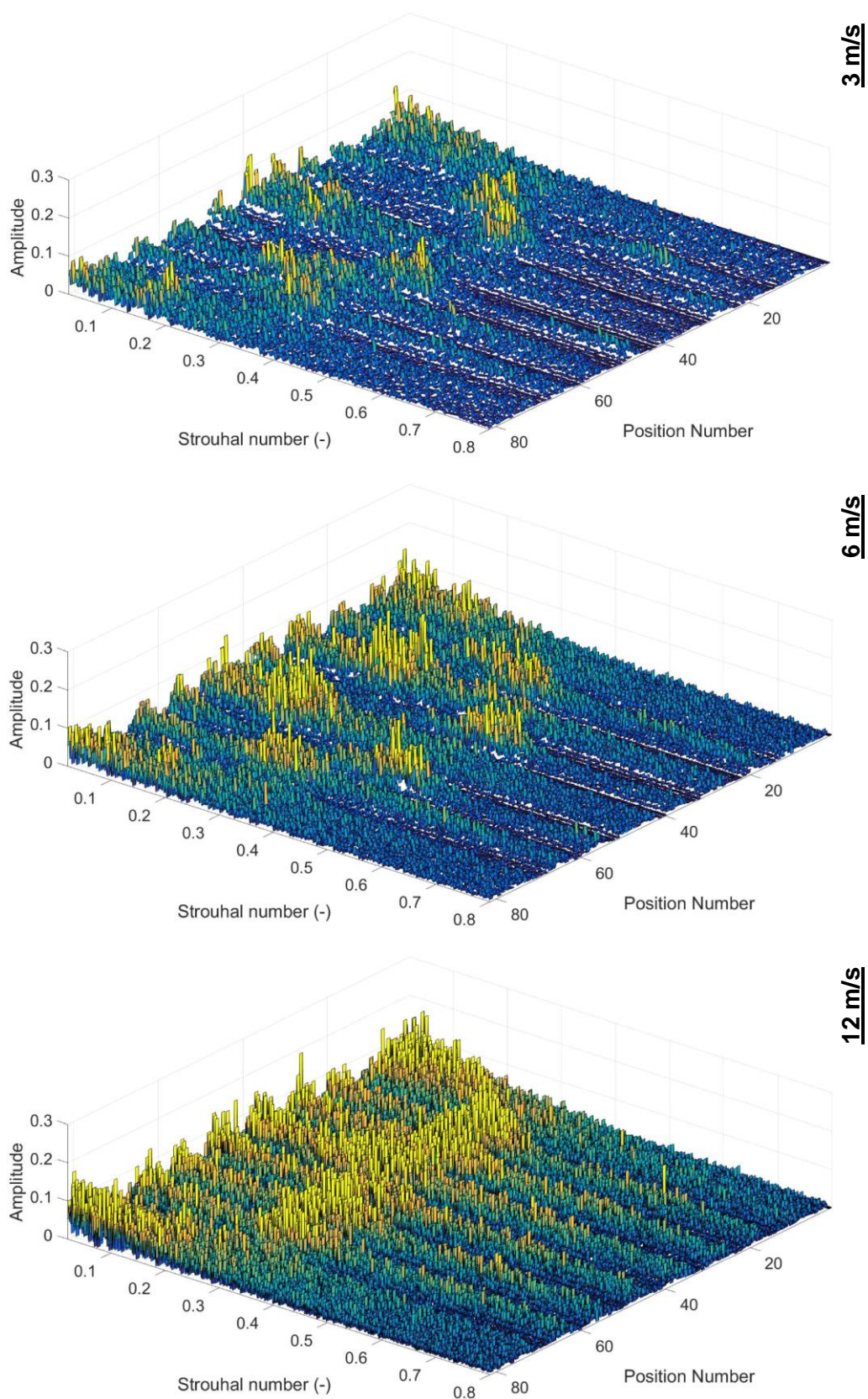
Z této úvahy lze vyvodit závěr, že intenzita turbulence není vhodným ukazatelem pro rozbor proudového pole z hlediska dohledání příčin vzniku aerodynamického hluku. Zdůvodněno je to samotnou definicí intenzity turbulence, která představuje průměr za daný časový úsek, nicméně FFT analýza fluktuací rychlosti definuje míru (amplituda) a frekvenci opakujících se dějů.



Obr. 5-40 Intenzita turbulence v závislosti na pozici sondy, pro lopatky je pozice sondy 30 mm nad lopatkami, pro úhly natočení 0° a 15° , pro dýzu je sonda v místě lopatek, tj. 50 mm nad dýzou, pro rychlosti 3, 6, 9, 12 a 18 m/s.



Obr. 5-41 Intenzita turbulence v závislosti na pozici sondy, pro lopatky je pozice sondy 30 mm nad lopatkami, pro úhly natočení 30° a 45°, pro dýzu je sonda v místě lopatek, tj. 50 mm nad dýzou, pro rychlosti 3, 6, 9, 12 a 18 m/s.



Obr. 5-42 3D výsledky FFT spekter fluktuací v závislosti na Strouhalově čísle pro všechny polohy sondy 55P11, tj. v rozsahu 0-160 mm (krok pozice = 2 mm), shora pro lopatky L3 v pozici 0° pro rychlosti proud. 3 m/s, 6 m/s a 12 m/s.

5.3.4 Frekvenční analýza vibrací lopatek

Vibrace lopatek vytváří ve spektru diskrétní peaky (maxima). Tato maxima se v zásadě mění skokově z vyšších do nižších, nebo naopak, bez ohledu na vývoj rychlosti proudění. Na diagramech na *Obr. 5-43* jsou uvedeny frekvenční analýzy pro jednotlivé rychlosti proudění. V diagramech jsou vždy uvedeny stejné typy lopatek, tj. první od shora je diagram pro lopatku L1D pro všechny úhly natočení 0°, 15° a 30°, dále je diagram pro typ L1H, L2D, L2H a L3 (lopatky L2D, L2H a L3 jsou i pro úhel 45°). Na svislé ose je uvedena rychlost proudění v_s , a na vodorovné ose je uveden logaritmus frekvence f_{peak} . V diagramech jsou uvedeny vždy 3 největší peaky ozn. 1., 2. a 3. v daném spektru, vzájemně odlišené velikostí symbolů a značením textu. Vzhledem k tomu, že v diagramu jsou vždy uvedeny všechny úhly natočení lopatky pro daný typ, je pro přehlednost použito barevné odlišení. Vývoj pozic frekvence 1. peaků, tj. největší z hlediska hodnoty rychlosti vibrací, jsou propojeny tlustou čarou. V diagramech jsou dále uvedeny přesné číselné hodnoty pozic jednotlivých peaků 1., 2. a 3.

Rozdíl mezi tuhou látkou a tekutinou z pohledu přenosu rozruchu je ten, že tuhá látka přenese dominantně vybrané frekvence ve spektru, tzv. přirozené vlastní frekvence konstrukce a jejich násobky, zejména pokud je pak konstrukce vystavena širokopásmovému zdroji vibrací, čímž je právě obtékání od turbulentního proudění. Naopak přenos zvuku v tekutině, ve vzduchu, ve volném poli nevykazuje rezonanční frekvence. Vlastní frekvence při přenosu zvuku vzduchu vytváří až přítomná překážka, tj. odrazy (existuje vlastní frekvence prostoru).

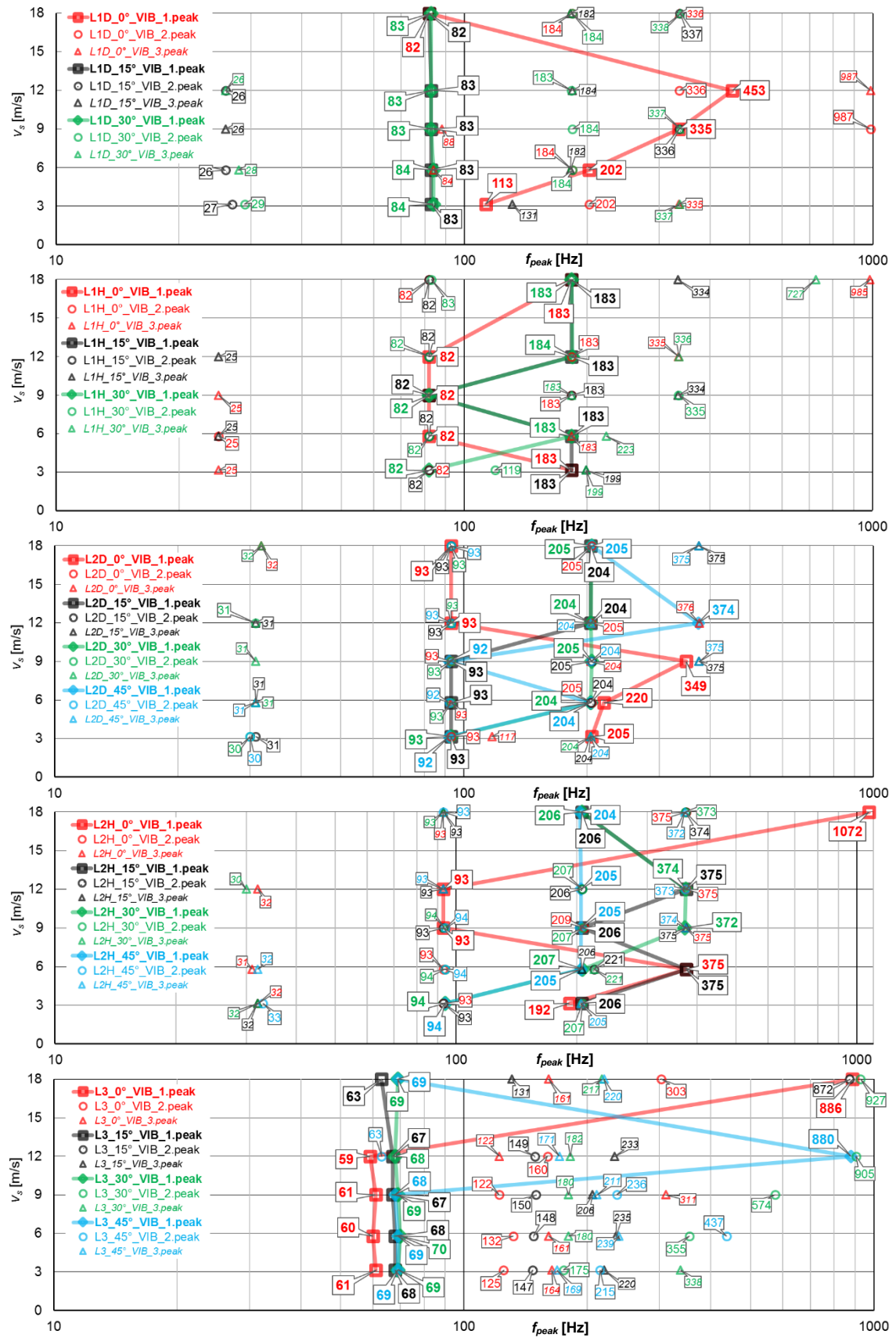
Jak je patrné z diagramů na *Obr. 5-43* u lopatek existují určité hodnoty frekvencí, na nichž se největší peaky rychlosti vibrací neustále opakují v celém rozsahu sledované rychlosti proudění. Jedná se právě o vlastní frekvence konstrukce lopatky. Zatímco tekutina při obtékání předmětu generuje vybrané frekvence fluktuací v závislosti na rychlosti proudění, a to s lineární závislostí na logaritmu rychlosti proudění, tj. konstantní hodnota Strouhalova čísla. Proudové pole skýtá 2 výrazné frekvenční oblasti buzení, smyková vrstva a turbulence za lopatkou. Lopatka při různých rychlostech proudění pak generuje peak vibrací s ohledem na přiblížení fluktuací turbulence k vlastní frekvenci lopatky. Vlastní frekvence pro lopatku jsou vlastností konstrukce, co se ale mění je poloha 1., 2. a 3.peaku. Jediná lopatka, resp. poloha lopatky, která vykazuje pravidelnost jako turbulentní proudění s výskytem výrazného 1. peaku, tj. konstantní hodnotu $Sh = 0,3$, je lopatka L1D_0° (širší částí proti směru proudění) a to v rozsahu 3 až 12 m/s, viz první diagram na *Obr. 5-43* červená čára. Pro vyšší rychlost proudění spadne 1.peak na nízkou frekvenci 82 Hz. U ostatních lopatek pozice 1., 2. ani 3. peaku nevykazuje konstantní hodnotu Sh .

Dominantní peaky rychlosti vibrací lopatek se projevují vždy na stejných frekvencích bez ohledu na rychlosti proudění vzduchu z dýzy. Kromě lopatky L1D_0°, která svým chvěním kopíruje frekvence fluktuací rychlosti proudění. V *Tab. 5-2* jsou uvedeny frekvenční pásma 3 největších peaků ve spektru rychlosti vibrací lopatek, které

se opakují nejčastěji, bez ohledu na natočení lopatky nebo rychlost proudění, viz diagramy na *Obr. 5-43*. U zvýrazněných hodnot pásem frekvencí v *Tab. 5-2* je největší koncentrace peaků těch nejvyšších. Lze předpokládat, že se jedná o vlastní frekvence kmitů lopatek. Rozdílné oblasti frekvencí pro typ L1, L2 a L3 jsou způsobené různou konstrukcí lopatky. U lopatek typu L1 a L2 je uspořádání peaků v oblastí frekvencí dle tabulky *Tab. 5-2*. Zatímco u lopatek L3 dochází ke značnému rozptýlení pozic pro 2. a 3.peak. Hodnota 1.peaku je ve zvýrazněné oblasti, dle *Tab. 5-2*. Je to způsobeno uchycením lopatek v rámečku. Lopatky L1 a L2 jsou v plastovém pouzdře pevně vsunutě ztenčenou částí lopatky (délka cca 3,5 mm) do rámu, nemohou proto kmitat. Proto se u nich nejvíce projevují vlastní kmity. Pouze v pozici L1D_0° se projevují turbulence za lopatkou vzhledem k jejich velké dynamické síle. Lopatky L3 jsou složitější konstrukce, jedná se o plechový dutý profil, na koncích je do něj vsunut plastový terčik s osou vně pro uchycení do rámu. Toto uchycení vykazuje vůle a lopatka tak může „drnčet“. Nicméně u lopatek L3 se neprojevuje konstantní hodnota **Sh**, což by detekovalo poddajnost turbulenci způsobenou vlivem lopatky.

Tab. 5-2 Dominantní frekvence kmitání lopatek pro 3 největší peaky ve spektru rychlosti vibrací od proudění pro rozsah rychlostí proudění $v_s = 3 - 18 \text{ m/s}$ a úhly natočení 0°, 15°, 30° a 45°. Hodnota 1.peaku je vždy ve zvýrazněné oblasti.

Typ lopatky	1.oblast	2.oblast	3.oblast	4.oblast	5.oblast
L1D	26-29 Hz	82-84 Hz	182-184 Hz	336-336 Hz	987 Hz
L1H	25 Hz	82-83 Hz	183-184 Hz	334-336 Hz	985 Hz
L2D	30-32 Hz	92-93 Hz	204-205 Hz	374-376 Hz	-
L2H	30-32 Hz	93-94 Hz	205-209 Hz	372-375 Hz	-
L3	59-61 Hz	67-69 Hz	122-132 Hz	147-150 Hz	



Obr. 5-43 Frekvenční analýza rychlosti vibrací lopatek L1D, L1H, L2D, L2H a L3 pro 3 nejvyšší hodnoty ve spektru, v závislosti na rychlosti proud. v_s a na frekvenci f_{peak} .

5.3.5 Frekvenční analýza rychlosti vibrací, fluktuací proudění a akustického tlaku

Využití nástrojů FFT analýzy pro fluktuace proudění, vibrací lopatek a generovaného aerodynamického hluku má za cíl zjistit, jak se jednotlivé dynamické děje vzájemně chovají a zdali nevykazují podobnou opakovatelnost dějů. Vzhledem k tomu, že měření představuje obrovské množství dat pro všechny kombinace lopatek a úhlů natočení, je k této části analýzy přistoupeno stejně jako u předchozí kapitoly 5.3.4 analýzy rychlosti vibrací. Ze spekter jsou vždy vybrány 3 nevyšší hodnoty rychlosti vibrací, amplitudy fluktuací a akustického tlaku, reprezentující vždy danou rychlost proudění v_s , lopatku a úhel natočení. Frekvenční charakteristiky jsou porovnávány graficky, tj. diagramy představují závislosti rychlostí v_s na frekvenci f_{peak} . Výběr 3 peaků ze spekter je proveden z důvodu toho, že dostatečně charakterizují daný děj ve vztahu k celkové hodnotě. Např. u zvuku a vibrací se jedná o hodnoty, které jsou min. o 10 až 15 dB nad ostatními peaky (pokud ještě nějaké jsou ve spektru přítomny). U fluktuací proudění byly hodnoceny takové frekvence, které nespádají do smykové vrstvy. Smyková vrstva je frekvenčně posazená do nízkých frekvencí, ve středních a vyšších frekvencích se projevuje turbulence vzniklá za lopatkou. Dosahu smykové vrstvy a jejímu vlivu na výsledky je věnována kapitola 5.2.2.

Výsledky vzájemného porovnání jsou prezentovány v diagramech na *Obr. 5-44* pro 0°, *Obr. 5-45* pro 15°, *Obr. 5-46* pro 30° a *Obr. 5-47* pro 45° natočení lopatky. Jedná se o velké množství dat, proto jsou vždy na jednom obrázku prezentované všechny typy lopatek L1D, L1H, L2D, L2H a L3 pro daný úhel. V jednom diagramu je tak vždy jeden typ lopatky a jeden úhel natočení. V diagramech jsou barevně rozlišené jednotlivé výsledky, červeně peaky pro rychlost vibrací, černě peaky pro fluktuace proudění a zeleně peaky pro zvuk. Zde je uveden příklad označení v diagramech pro typ lopatek L2D – viz kapitola 5.1.1 a *Obr. 5-2*:

- rychlost vibrací = L2D_15°_VIB_1.peak až 3.peak,
- fluktuace rychlosti = L2D_15°_PROUDĚNÍ_1.peak až 3.peak,
- hladina akustického tlaku = L2D_15°_ZVUK_1.peak až 3.peak.

Pro přehlednost důležitých 1. a 2. peaků fluktuací a zvuku jsou vzájemně peaky propojeny tlustou čarou (plná pro 1.peaky a čárkovaná pro 2.peaky). U rychlosti vibrací jsou propojené pouze 1.peaky.

V kapitole 5.3.4 o frekvenční analýze rychlosti vibrací lopatek bylo zjištěno, že dominantní peaky rychlosti vibrací se neřídí hodnotou konstantního Strouhalova čísla, tj. že by s rostoucí rychlostí proudění rostla lineárně frekvence peaku ve spektru. Naopak vibrace se vyskytují dominantně v místech vlastních frekvencí lopatek. Naopak fluktuace proudění v oblasti intenzivních vírů za tělesem dosahují mezi rychlostí proudění a frekvencí peaku lineární závislosti. Následný aerodynamický zvuk by měl vykazovat stejnou lineární závislost pro největší peak, viz např. obtékání válců [20], [30]. Ve

frekvenčních analýzách porovnání dějů fluktuace proudění a zvuk v diagramech na Obr. 5-44 až 5-47 je patrné, že pravidlo lineární závislosti rychlosti proudění v_s na frekvenci f_{peak} platí pouze pro vybrané úhly natočení, popř. typy lopatek. V diagramech je vynesena průběh hodnoty konstantního Strouhalova čísla jako lineární regrese ze změřených dat, která nemá lineární průběh z důvodu použití logaritmických souřadnic frekvence f_{peak} . V Tab. 5-3 a 5-4 jsou vyčísleny hodnoty konstantního průběhu Strouhalova čísla pro nejvyšší a druhý nejvyšší peak ve spektru fluktuací proudění a akustického tlaku, v případě že, je závislost mezi rychlostí proudění v_s na frekvenci f_{peak} lineární.

Tab. 5-3 Hodnoty konstantního Strouhalova čísla pro NEJVYŠŠÍ peak (ozn. 1.peak) ze spektra fluktuací proudění (PROUD) a akustického tlaku (ZVUK), tj. značí lineární závislost rychlosti proudění v_s na frekvenci f_{peak} , pro jednotlivé lopatky a úhly natočení, pro rozsah rychlosti proudění $v_s = 3 - 18$ m/s.

Úhel natočení lopatky	L1D		L1H		L2D		L2H		L3	
	PROUD	ZVUK	PROUD	ZVUK	PROUD	ZVUK	PROUD	ZVUK	PROUD	ZVUK
0°	0,15	-	0,29	-	0,16	0,16	-	-	-	0,17
15°	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0,17
30°	-	-	-	0,15	0,15	-	0,15	-	-	-
45°	Nezjišťováno				0,16	0,16	-	0,15	0,65	-

Tab. 5-4 Hodnoty konstantního Strouhalova čísla pro DRUHÝ nejvyšší peak (ozn. 2.peak) ze spektra fluktuací proudění (PROUD) a akustického tlaku (ZVUK), tj. značí lineární závislost rychlosti proudění v_s na frekvenci f_{peak} , pro jednotlivé lopatky a úhly natočení, pro rozsah rychlosti proudění $v_s = 3 - 18$ m/s.

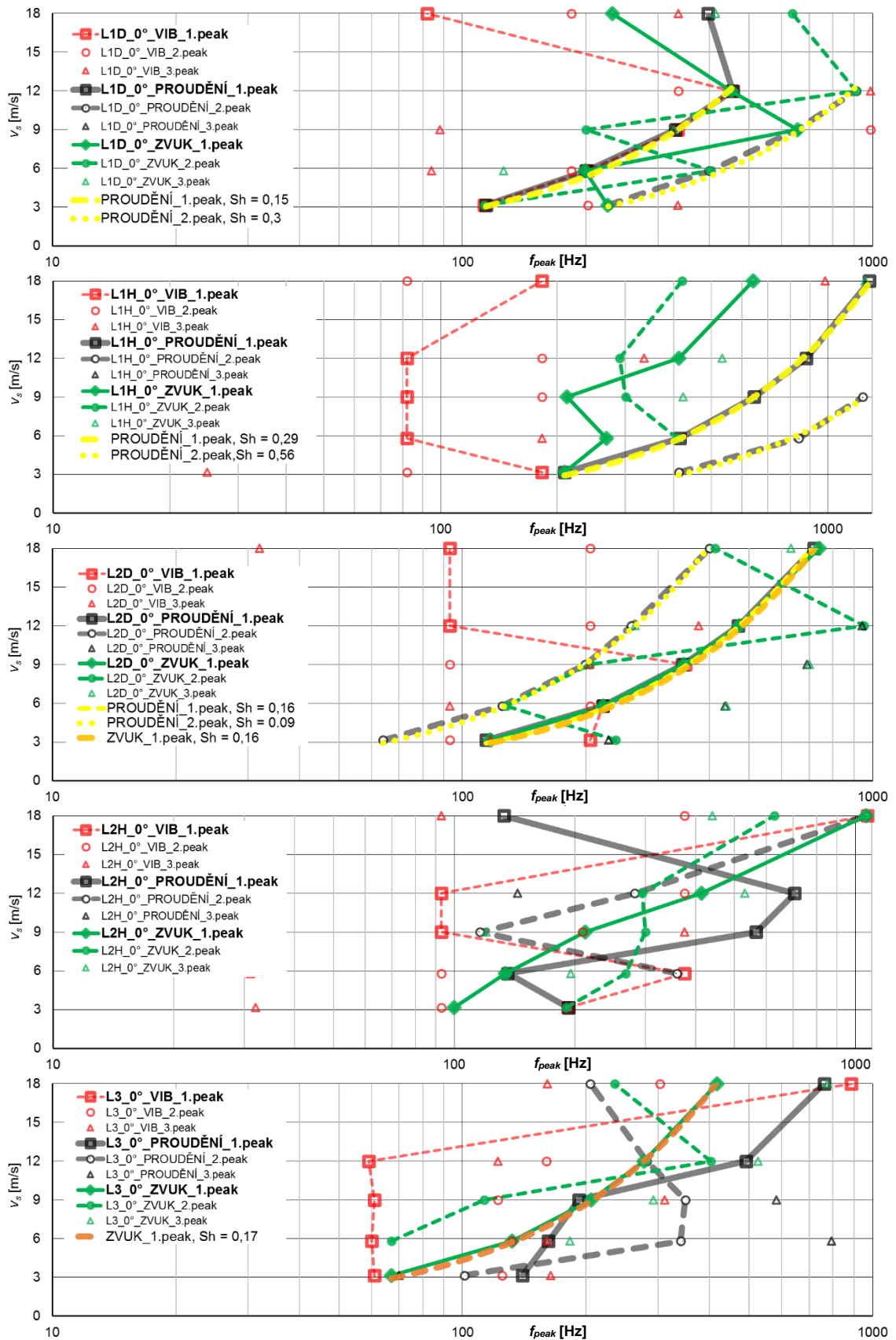
Úhel natočení lopatky	L1D		L1H		L2D		L2H		L3	
	PROUD	ZVUK	PROUD	ZVUK	PROUD	ZVUK	PROUD	ZVUK	PROUD	ZVUK
0°	0,3	-	0,56	-	0,09	-	-	-	-	-
15°	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
30°	-	-	-	-	-	-	0,25	-	-	-
45°	Nezjišťováno				-	-	-	-	-	-

Hodnota konstantního Strouhalova čísla v rozsahu rychlostí $v_s = 3 - 18$ m/s pro lopatky L1, L2 a L3 je platná pro fluktuace proudění nebo akustický tlak pouze pro omezené nastavení lopatek pro nejvyšší peak a už velice omezeně pro druhý nejvyšší peak. Největší výskyt $Sh = konst$ je pro úhel natočení 0° , dále pro 45° a poslední 30° . Pro úhel 15° se tato lineární závislost téměř nevyskytuje (pouze pro L3). Co se týče vzájemné korelace mezi fluktuacemi proudění a generovaným aerodynamickým hlukem je platná pouze pro nastavení a typ lopatek L2D_0° a L2D_45°. U ostatních lopatek a úhlů natočení se vyskytuje $Sh = konst$ buď pouze pro fluktuace proudění, nebo akustický tlak, popř. tam tato závislost není definována. Neznámá to ale, že by nebyla daná frekvence fluktuací způsobující daný akustický tlak, nebo vibrace obsažena ve spektru fluktuací. Pouze se nejedná o dominantní peak ve spektru. Celé to ještě komplikuje přítomnost frekvenčně „širokopásmové“ smykové vrstvy nabíhající na lopatky a také mezera mezi lopatkami a také určitý vývoj turbulence se vzdáleností od generátoru – tj. konce lopatky.

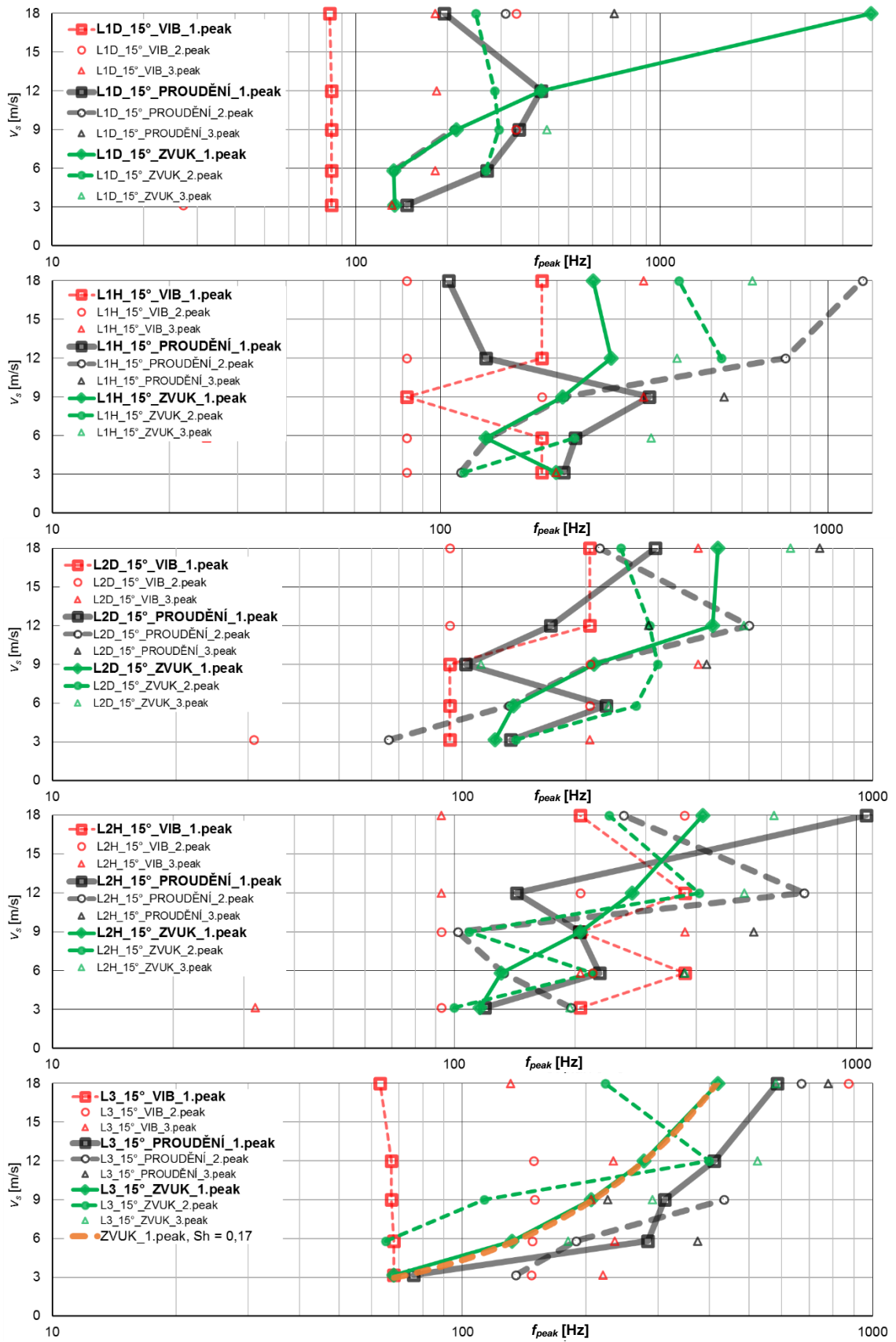
Ze změřených výsledků, kde platí $Sh = konst$, se nejvíce vyskytuje hodnota v rozsahu $Sh = 0,15$ až $0,17$. Výjimku tvoří $Sh = 0,29$ pro L1H a $Sh = 0,65$ pro L3. U druhého největšího peaku je hodnota Sh definována pro vyšší frekvence, pouze pro typ L2D je hodnota v nižších frekvencích než nejvyšší peak. Pro válce je udávána hodnota Strouhalova čísla $0,19$ (pro Re větší jak 2000 [45]).

Tato frekvenční porovnávací analýza cílí na vytvoření podobnosti mezi ději, podobně jako třeba u otáček stroje a generovaného akustického tlaku. V plynném prostředí neplatí přirozené frekvence materiálu jako u pevných látek (na nich se vibrace dominantně přenáší, viz analýza rychlosti vibrací v kapitole 5.3.4), tudíž dominantní frekvence vygenerovaná zdrojem (otáčková, lopatková, ...) se objeví i ve spektru akustického tlaku jako peak nebo v jeho násobcích. Nicméně vzhledem ke složitosti turbulentního proudění, zejména jeho „volnosti“ v trojrozměrném prostředí, jsou pohyby tekutiny velice obtížně zaznamenatelné. Zároveň je obtékání lopatek složeno ze zdrojů monopól a dipól. O této problematice je pojednáno v kapitole 6 simulace. Generování celkového aerodynamického hluku lze rozdělit na monopól způsobený fluktuující odporovou silou na náběžné straně lopatky a dipól způsobený fluktuujícími setrvačnými – vztlakovými* silami od odtrhávajících se vírů za lopatkou. Měření drátkovou anemometrií za lopatkou postihne pouze fluktuace vírů za lopatkou – příčné setrvačné síly vůči proudění. Není ovšem vyhodnocován pohyb tekutiny od nárazu vzduchu do lopatky. Z provedených měření drátkovou anemometrií sondou 55P11 lze vyvodit závěr, že byl vyhodnocen zdroj fluktuací vírů za lopatkou ve vzdálenosti 30 mm od konce lopatky, tj. pouze část z celé souhry dějů v turbulentním proudění generovaným od obtékání lopatky.

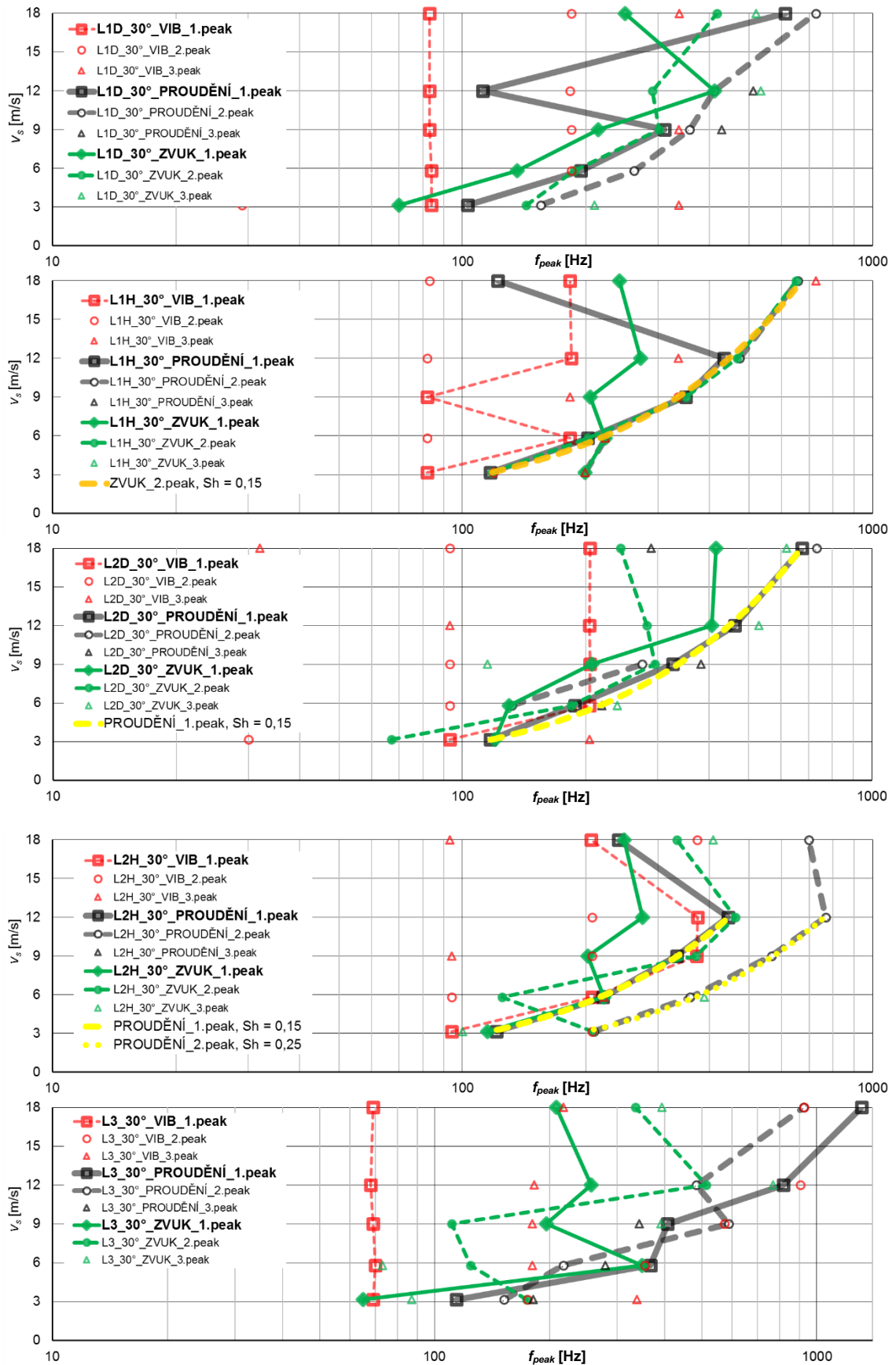
Pozn.: *...pojmem vztlakové síly zde nejsou míněny objemové síly způsobené gravitací nebo teplotním rozdílem, tj. do NS rovnic zakomponovaná Bousinesqova aproximace. Vztlakové síly způsobující dipólový zdroj, jsou síly působící příčně ke směru proudění.



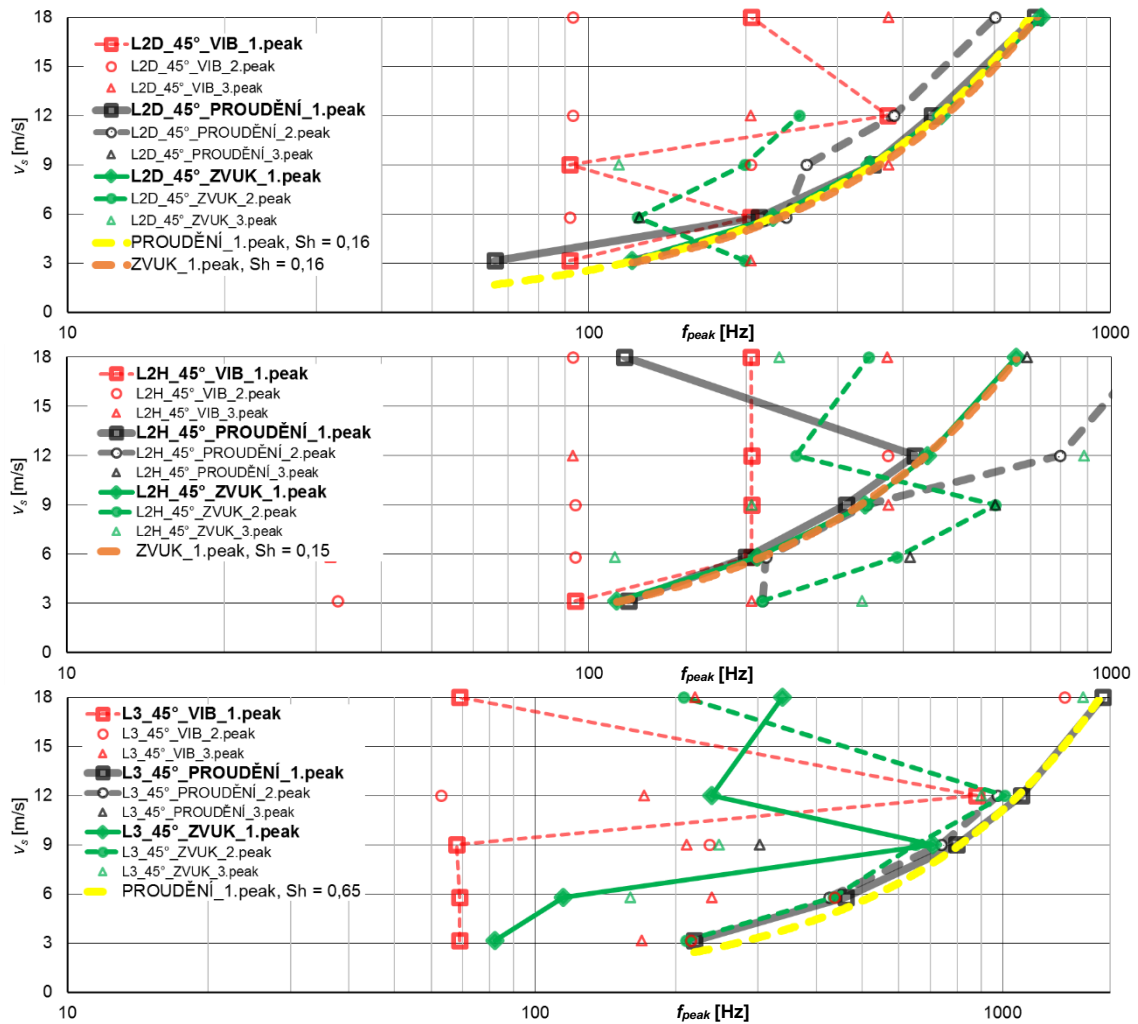
Obr. 5-44 Frekvenční analýza 3 nejvyšších peaků ze spektra *vibrace–fluktuace–akust. tlak*, úhel natočení 0°, závislost rychlosti proudění v_s na frekvenci f_{peak} .



Obr. 5-45 Frekvenční analýza 3 nejvyšších peaků ze spektra *vibrace–fluktuace–akust. tlak*, úhel natočení 15°, závislost rychlosti proudění v_s na frekvenci f_{peak} .



Obr. 5-46 Frekvenční analýza 3 nejvyšších peaků ze spektra *vibrace–fluktuace–akust. tlak*, úhel natočení 30°, závislost rychlosti proudění v_s na frekvenci f_{peak} .



Obr. 5-47 Frekvenční analýza 3 nejvyšších peaků ze spektra *vibrace–fluktuace–akust. tlak*, úhel natočení 45° , závislost rychlosti proudění v_s na frekvenci f_{peak} .

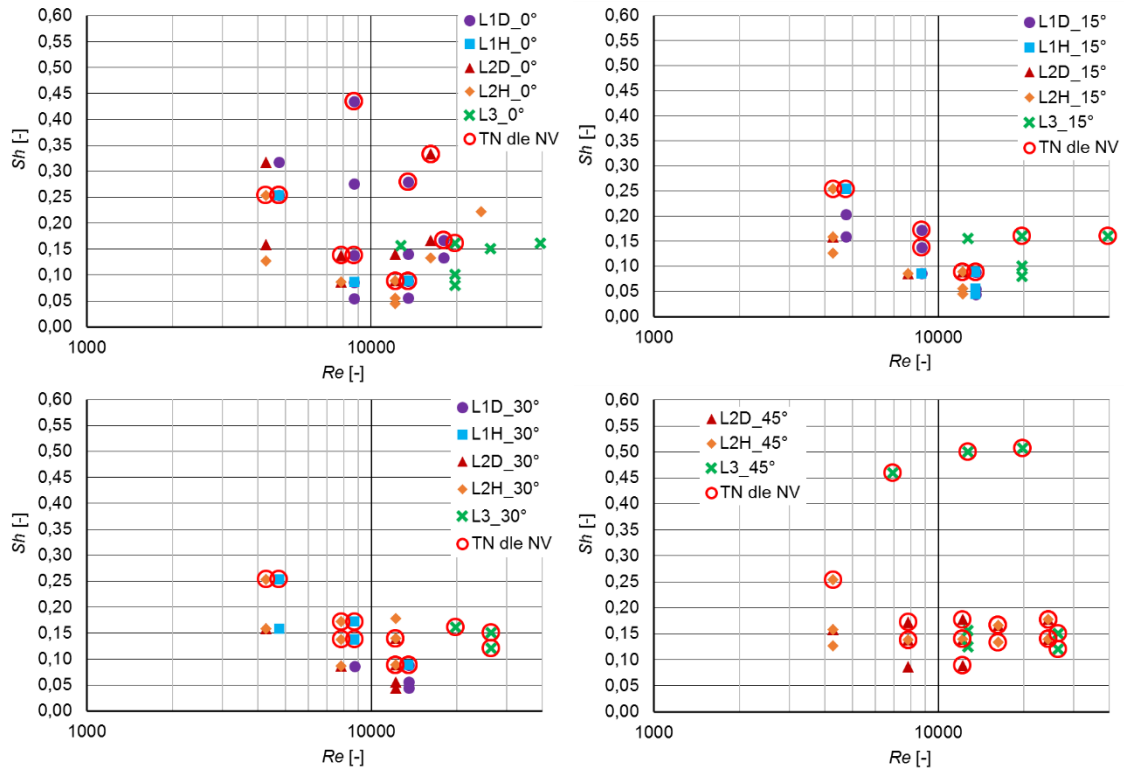
5.3.6 Třetinooktávová frekvenční analýza aerodynamického zvuku obtékání lopatek v závislosti na Strouhalově čísle

Třetinooktávová analýza frekvencí je hrubší rozdělení celého spektra na jednotlivá třetinooktávová pásma. Použitý rozsah je 20 až 5000 Hz (20, 25, 31,5, 40, 50, 63, 80, 100, ... 2000, 2500, 3150, 4000, 5000 Hz). Tato analýza poskytuje souhrnnější náhled na celé spektrum, který by například v FFT analýze nebyl viditelný, nebo pozice peaku v FFT není definovaná úzkým rozsahem frekvencí, nýbrž širším pásmem. Potom je lepší použít 1/3 oktávovou analýzu, jejíž pásma se směrem do vyšších frekvencí rozšiřují a zabírají širší oblast. Výsledkem každého pásma je logaritmický součet jednotlivých podoblastí, pro případ použitého FFT se jedná o logaritmický součet každé hladiny pro každý Hz, který spadá do rozsahu daného 1/3 oktávového pásma. Jedná se však o hrubé rozdělení spektra (ještě hrubší je oktávová analýza), tudíž se jev

konstantního Strouhalova čísla s rostoucí rychlostí nemusí jevit jako lineární, i kdyby byl. Výsledky 1/3 oktávové analýzy jsou rovnou přepočítávány na Strouhalovo číslo.

Na diagramech na *Obr. 5-49* pro úhly natočení 0° a 15° a na *Obr. 5-50* pro úhly 30° a 45° jsou prezentována průměrná třetinooktávová spektra hladin akustického tlaku ve vzdálenosti 1 m od středu dýzy pro lopatky L1, L2 a L3 v závislosti na Strouhalově čísle. V každém diagramu je vždy uveden jeden úhel natočení pro jednu rychlost v_s pro všechny typy lopatek. Příklad značení spekter: L2D_0°_3 m/s = typ lopatek L2D, viz kapitola 5.1.1 a *Obr. 5-2*, úhel natočení 0° a rychlost proudění z dýzy $v_s = 3 \text{ m/s}$.

Z výsledků 1/3 oktávových spekter je patrný výrazný tónový charakter generovaného zvuku. Tónový charakter spektra zvuku je znám z legislativy České republiky [43], pokud zdroj obsahuje tónovou složku, příslušné hygienické limity hluku se snižují o 5 dB. Tónová složka znamená, že jedna nebo dvě hladiny vedle sebe převyšují ostatní sousední pásma o 5 a více dB. Aby však byla tónová složka uplatněna ve smyslu legislativy [43], musí hladina akustického tlaku v třetinooktávových pásmech být nad spektrem slyšitelného zvuku definovaného legislativou [43]. V 1/3 oktávových spektrech na *Obr. 5-49* a *5-50* aerodynamického hluku od koncových lopatek VZT mříží je patrná tónová složka u každého spektra do 12 m/s. Dokonce se zde vyskytují i 3 tónové složky ve spektru najednou. U nižších rychlostí proudění (do 12 m/s) se intenzivní vírové stezky za tělesem více projevují oproti okolnímu proudění. Pokud se rychlost zvýší (míněno hraniční rychlost 18 m/s) vírové stezky za lopatkami se vzájemně ovlivňují a vyruší se výrazné peaky ve spektru. V nižších rychlostech se tak vytváří více tónových složek než pro větší rychlosti pro daný případ lopatkových mříží koncových elementů VZT. Nižší rychlost proudění znamená při definici Strouhalova čísla i nižší frekvence vírové stezky. Proto ne všechny tónové složky v třetinooktávových spektrech na *Obr. 5-49* a *5-50* jsou definovány jako tónové složky dle Nařízení vlády č.272/2011 Sb. [43], tak aby se posuzovaly o 5 dB přísnějšími hygienickými limity. V nižších frekvencích je totiž definovaná vysoká hodnota tzv. slyšitelného zvuku, kterou aerodynamický zvuk při malých Re nepřekoná. Tónové složky ve spektrech jsou přítomné, ale nehodnotitelné dle legislativy. Na diagramu *Obr. 5-48* jsou uvedeny závislosti Strouhalova čísla na Reynoldsově čísle pro všechny tónové složky od 80 Hz přítomné v třetinooktávových spektrech od obtékání lopatek uvedené na *Obr. 5-49* a *5-50*. V diagramech na *Obr. 5-48* jsou vždy mezi sebou porovnány všechny typy lopatek pro úhel natočení, tj. celkem 4 diagramy. Tónové složky definované dle Nařízení vlády č.272/2011 Sb. [43] jsou označeny červeným kroužkem (v diagramu *Obr. 5-48* označeno **TN dle NV**). Nejvíce hodnotitelných tónových složek dle [43] je pro úhel natočení 0° a 45° , pro úhel 0° je obecně nejvíce tónových složek. Nejméně tónových složek má úhel natočení 15° .



Obr. 5-48 Tónové složky definované v třetinooktávových pásmech hladin akustického tlaku v 1 m, závislost Strouhalova čísla na Reynoldsové číslu, pro lopatky L1, L2 a L3, úhly natočení 0° , 15° , 30° a 45° , pro rychlosti 3, 6, 9, 12 a 18 m/s. V červeném kroužku jsou tónové složky dle NV 272/2011 Sb. [43].

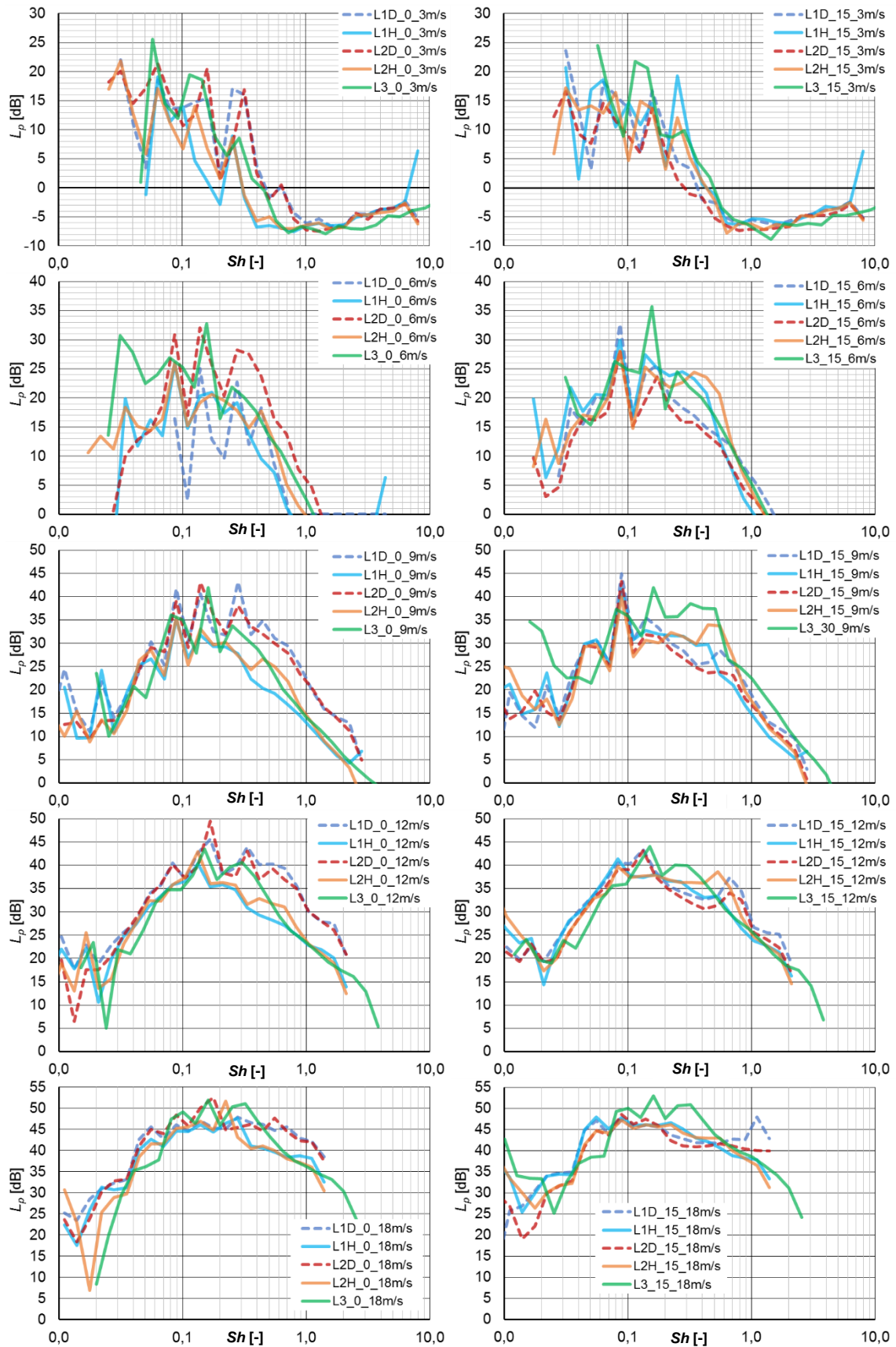
V diagramech na Obr. 5-51 jsou vyneseny závislosti rychlosti proudění na Strouhalově číslu pro nejvyšší peak v třetinooktávových spektrech hladin akustického tlaku a fluktuací rychlosti za lopatkou. Spektra fluktuací rychlosti v FFT spektrech je možné stejně jako hladiny akustického tlaku přepočítat na hrubší třetinooktávová pásma. Na Obr. 5-51 jsou uvedeny 4 diagramy, každý pro jeden úhel natočení pro všechny lopatky. Porovnání je stejné analogicky jako v předchozí kapitole 5.3.5 a je zde uvedeno proto, že v třetinooktávových pásmech se může projevit maximum ve spektru, které není diskrétního charakteru. Vlivem použití hrubého měřítka však není možné očekávat přesný zcela lineární průběh Strouhalova čísla (frekvence jsou určeny v pásmech, nikoliv přesně jako v FFT). Hodnoty Strouhalova čísla lze tedy vyhodnotit v určitém rozsahu. V tabulce Tab. 5-5 jsou uvedeny rozsahy Strouhalova čísla nejvyšších peaků pro třetinooktávová pásma hladin akustického tlaku a fluktuací rychlosti. V tabulce se vyskytují případy velkého rozptylu hodnot **Sh**, platí pro lopatku L1H a L1D. Hodnoty tzv. horní meze **Sh** označeny fialově v Tab. 5-5 platí pro nejvyšší rychlost 18 m/s (vysoké rychlosti – dochází k výraznému vlivu proudění v mezeře mezi lopatkami, která se projevuje vyššími frekvencemi). Ostatní rychlosti 3 – 12 m/s se pro daný případ pohybují kolem tzv. dolní meze **Sh**. U hodnot **Sh**, které nejsou zvláště výrazné a jsou označeny *, je případ obdobný ovšem opačný, tj. vývoj **Sh** od vyšších rychlostí je v pozici kolem tzv. dolní meze, pro rychlost 3 m/s se náhle **Sh** zvýší – týká se to pouze

případu L3_30° pro zvuk. Červeně označené hodnoty znamenají úplnou korelaci v celém pásmu mezi nejvyšším peakem fluktuací proudění a akustickým tlakem. Toto nastává pouze pro L2D_0° a L2D_45°, tj. stejné případy jako pro FFT analýzu. Výsledky **Sh** v Tab. 5-5 jsou pro nejvyšší peak fluktuací proudění a akustického spektra. Výsledky vytváří značný rozptyl a určitá pravidelnost je pouze ve vybraných případech.

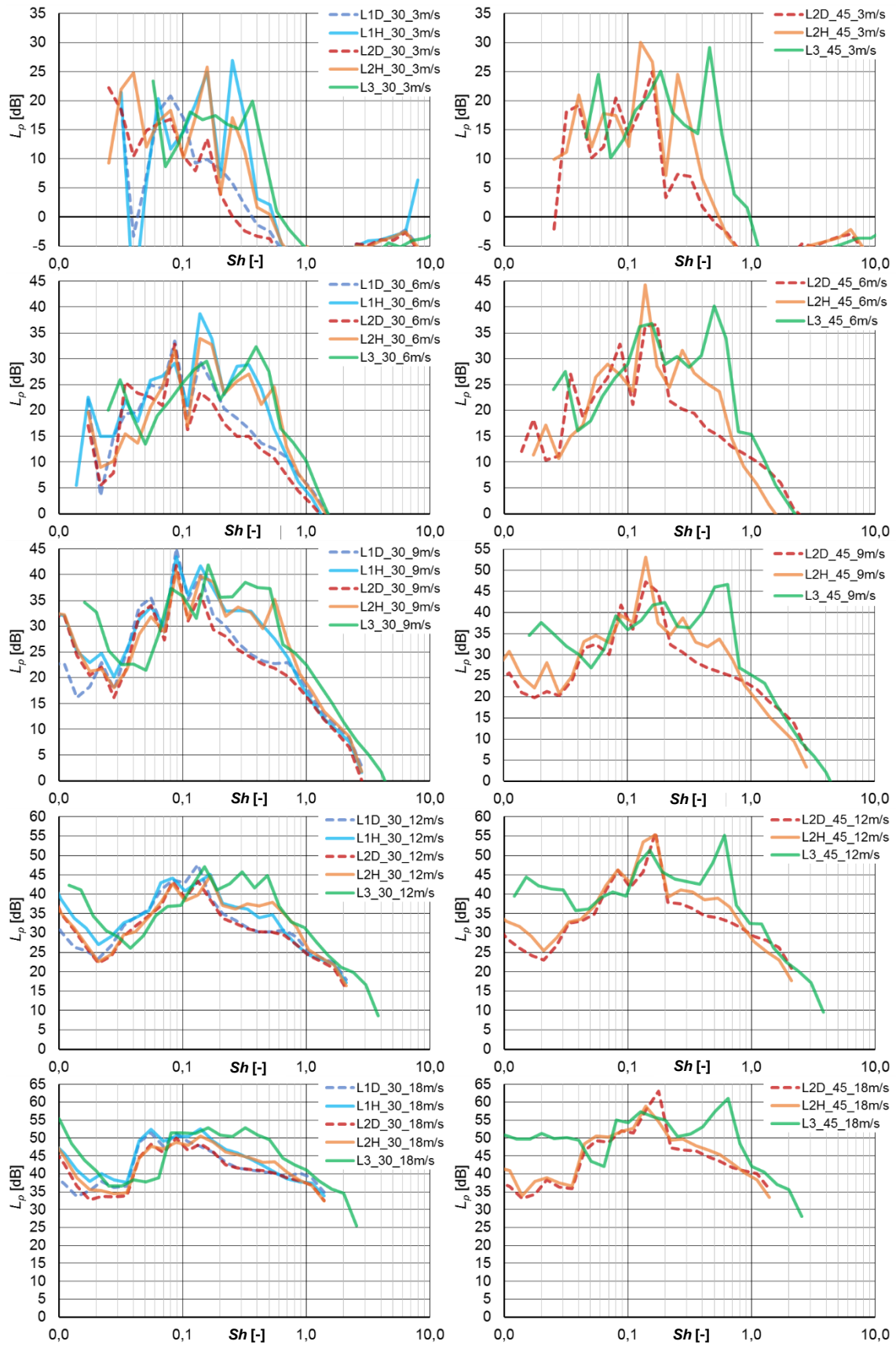
Tab. 5-5 Intervaly Strouhalova čísla pro NEJVYŠŠÍ peak z třetinooktávového spektra fluktuací proudění (PROUD) a akustického tlaku (ZVUK), pro jednotlivé lopatky a úhly natočení, pro rozsah rychlosti proudění $v_s = 3 - 18 \text{ m/s}$.

Úhel	Meze rozsahu	L1D		L1H		L2D		L2H		L3	
		PROUD	ZVUK	PROUD	ZVUK	PROUD	ZVUK	PROUD	ZVUK	PROUD	ZVUK
0°	Dolní	0,14	0,14	0,25	0,09	0,14	0,14	0,22	0,09	0,3	0,15
	Horní	0,44	0,28	0,28	0,28	0,18	0,18	0,28	0,22	0,5	0,19
15°	Dolní	0,16	0,09	0,25	0,05	0,15	0,09	0,22	0,08	0,3	0,15
	Horní	0,44	0,16	0,67	0,25	0,18	0,16	0,27	0,13	0,4	0,29
30°	Dolní	0,17	0,05	0,14	0,09	0,14	0,09	0,14	0,09	0,37	0,15
	Horní	0,2	0,13	0,45	0,17	0,18	0,14	0,22	0,17	0,51	0,4*
45°	Dolní	Nezjišťováno				0,14	0,14	0,14	0,13	0,46	0,46
	Horní	Nezjišťováno				0,17	0,17	0,28	0,17	0,65	0,65

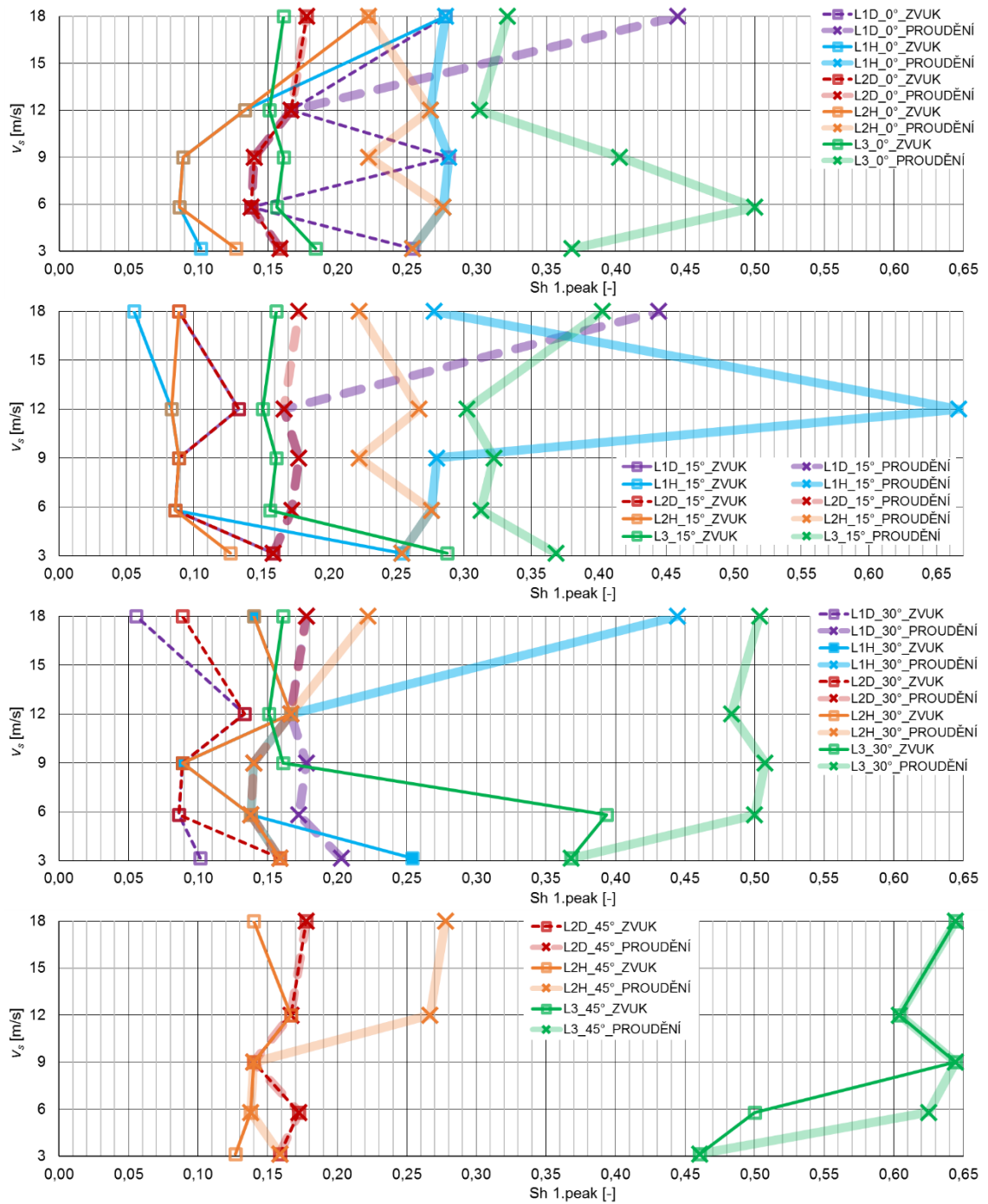
Pro úhel natočení 0° lze uvažovat, že výsledky jsou nejméně ovlivněny rušením od turbulence ze Smykové vrstvy kolem jádra proudu. Při úhlu natočení 0° lze tak hodnotit aeroakustické vlastnosti lopatek. Dle Obr. 5-48 lopatky L3, tzv. „tiché lopatky“, v úhlu natočení 0° vykazují nejmenší rozptyl **Sh** pro všechny tónové složky a to **Sh** = 0,1 – 0,15 pro hodnoty $Re = 10\,000$. Je to vlivem širšího charakteristického rozměru lopatek L3, který způsobuje posunutí frekvence odtrhávání vírů do nižších hodnot, což i zapříčiní to, že ve výsledném třetinooktávovém spektru není v tolika případech definována tónová složka dle NV [43]. Pro lopatky L1H a L2H je rozsah hodnot **Sh** = 0,05 – 0,25 s tím, že hodnota **Sh** stoupá při klesající rychlosti, což má za následek to, že se tónová složka více projeví ve slyšitelném spektru. Nejhorší případ aeroakustického tvaru lopatek je poloha D, tj. L1D a L2D, širší částí proti proudu. V této poloze totiž lopatky vykazují největší rozptyl hodnot **Sh** = 0,05 - 0,45, což nejvíce zvyšuje riziko výskytu tónové složky v slyšitelné části spektra. Pro úhly natočení 15° a 30° je dosahují hodnoty tónové složky hodnoty **Sh** = 0,25. Pro úhel 30° se výrazně vyskytují tónové složky pro polohu H, L1H a L2H a to i hodnotitelných dle NV [43]. Pro úhel 45° dojde ke vzniku výrazné tónové složky u lopatek L3, a to pro **Sh** = 0,45 – 0,5, což je důsledek výrazně zmenšené mezery mezi lopatkami kvůli natočení. Zde jsou však již výsledky značně ovlivněné Smykovou vrstvou.



Obr. 5-49 1/3 okt. pásma hladin akustického tlaku v 1 m v závislosti na Sh , pro lopatky L1, L2 a L3 a úhly natočení 0° a 15° , pro rychlosti 3, 6, 9, 12 a 18 m/s.



Obr. 5-50 1/3 okt. pásma hladin akustického tlaku v 1 m v závislosti na Sh , pro lopatky L1, L2 a L3 a úhly natočení 30° a 45°, pro rychlosti 3, 6, 9, 12 a 18 m/s.



Obr. 5-51 Třetinooktávová frekvenční analýza nejvyššího peaku ze spektra akust. tlak – fluktuace, úhel natočení 0°, 15°, 30° a 45°, závislost rychlosti proudění v_s na Strouhalově čísle pro 1.peak v pásmu 80 až 2500 Hz.

6. Výsledky CFD simulace a porovnání s experimentem

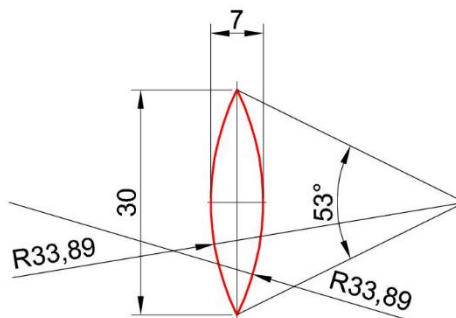
Soubor dat získaný provedenými experimenty z kapitoly 5, pro jednotlivé typy lopatek, je svým rozsahem významným zdrojem informací pro další studium hlučnosti vzduchotechnických lopatek. Jedná se zejména o možnost validace výsledků simulace, jelikož právě simulace je v této disertační práci použita pro návrh tiché lopatky určené pro užití do distribučních koncových elementů vzduchotechnické sítě. V této kapitole jsou prezentovány výsledky simulace a porovnány s experimenty dle kapitoly 5. Je zde uvedeno, za jakých podmínek je simulace aerodynamického zvuku v souladu s experimentem a kdy se výsledky značně rozcházejí.

6.1 Základní popis modelovaných případů

Simulace aerodynamického hluku byla provedena dle popisu v kapitole 4.7 v simulačním prostředí Ansys Fluent [3]. Byly provedeny následující případy, typ lopatek je dle popisu experimentu na *Obr. 5-2*:

- **Lopátka L1D_0° délky z = 20 mm**
- **Lopátka L1D_0° délky z = 150 mm** – jedná se o stejný rozměr modelu jako předchozí varianta, jen je uvažována délka 150 mm, tj. lopátka zasažena proudem vzduchu z dýzy o průměru 150 mm shodně s experimentem v kap. 5.
- **4x Lopátka L1D_0° délky z = 150 mm** – délka stejná jako v experimentu, počet 4x lopátka má přiblížit model lopatkové VZT mříže použité v experimentu dle kapitoly 5, viz uspořádání dle *Obr. 5-3*, pouze jsou lopatky čtyři.
- **Válec průměru 4 mm délky z = 150 mm** – stejný případ generování aerodynamického hluku jako v experimentu, viz kapitola 5.2.3.
- **Lopátka Čočka délky z = 150 mm** – byl proveden vlastní návrh typu lopatky, dle *Obr. 6-1*. Simulace provedena pouze pro jednu lopátku.

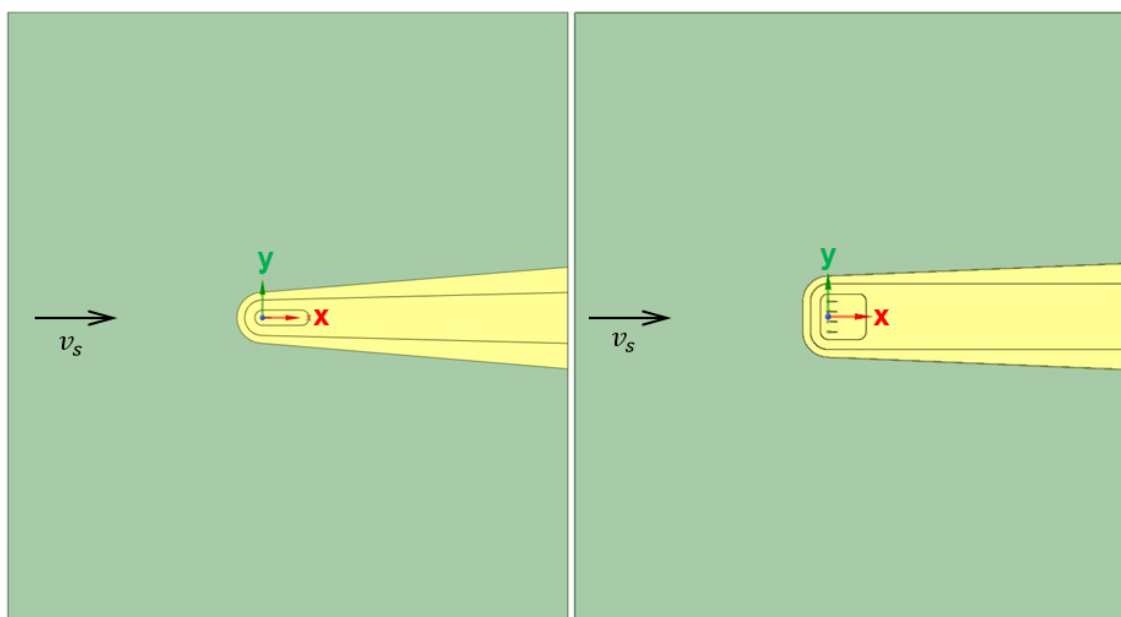
Simulace aerodynamického hluku byly provedeny pro rychlost proudění $v_s = 12 \text{ m/s}$. Proudění v části nerušeného proudu bylo laminární (no perturbation). Kinematická viskozita $\nu = 1,33 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$, hustota vzduchu $\rho_a = 1,225 \text{ kg/m}^3$, viz kapitola 4.7. Řešení rovnic je pressure based.



Obr. 6-1 Tvar lopatky typu Čočka.

6.2 Výpočetní síť

Byla provedena polyhedrální síť se základními rozměry dle Tab. 6-1. Výpočetní oblast byla rozdělena na 4 oblasti, celkem 3 hranice z hlediska jemnosti sítě. Nejjemnější síť je vždy kolem předmětu a za předmětem a následně se buňky zvětšují. Na Obr. 6-2 je uvedeno schéma rozdělení výpočetní oblasti hranicemi 1 až 3 oddělující zóny různých jemností sítě se vzdáleností od lopatky pro základní případy lopatka L1D délky 150 mm a 4x lopatka L1D délky 150 mm. Hloubka výpočetní oblasti ve směru z byla dle rozměru lopatky.



Obr. 6-2 Schéma rozdělení výpočetní oblasti na jednotlivé části jemnosti sítě, od tělesa 1., 2. a 3. hranice, zeleně jsou výplňové největší buňky, vlevo je síť pro 1x lopatku nebo válec, vpravo je síť pro 4x lopatku.

Tab. 6-1 Základní parametry výpočetní sítě pro jednotlivé modelové případy.

Model	L1D_0° z = 20 mm	L1D_0° z = 150 mm	4x L1D_0° z = 150 mm	Válec 4 mm z = 150 mm	Čočka z = 150 mm
Velikost základního modelu (XxY) [mm] ¹	$\langle -200; 400 \rangle$ x $\langle -200; 200 \rangle$	$\langle -500; 600 \rangle$ x $\langle -600; 600 \rangle$	$\langle -500; 600 \rangle$ x $\langle -600; 600 \rangle$	$\langle -500; 600 \rangle$ x $\langle -600; 600 \rangle$	$\langle -500; 600 \rangle$ x $\langle -600; 600 \rangle$
Časový krok modelu Δt [s]	$5 \cdot 10^{-6}$				
Požadavek na minimální velikost buňky Δx_{min} [mm]	0,13				
Na tělese $\Delta x_{min,tel}$ [mm]	0,08	0,15	0,17	0,17	0,15
Vzdálenost od tělesa k 1.hranici [mm]	50	15	15	15	15
1.hranice $\Delta x_{min,hr 1}$ [mm]	0,3	0,3	0,34	0,34	0,3
Vzdálenost od tělesa k 2.hranici [mm]	nebyla vytvořena	35	35	35	35
2.hranice $\Delta x_{min,hr 2}$ [mm]	nebyla vytvořena	0,6	2,68	0,68	0,6
Vzdálenost od tělesa k 3.hranici [mm]	nebyla vytvořena	50	50	50	50
3.hranice $\Delta x_{min,hr 3}$ [mm]	nebyla vytvořena	1,2	1,36	1,36	1,2
Velikost buňky MAX ² [mm]	3	9,6	10,88	5,44	9,6
Celkový počet buněk [milion]	43,5	60	78	44	64

¹...Velikost základního modelu je definována v intervalech osa X x osa Y, střed os [0;0] je v ose lopatky nebo válce.

²...Tyto buňky vyplňují oblast mezi 3.hranicí a okrajem výpočetní oblasti.

6.3 Základní parametry nastavení CFD modelu

Simulacím aerodynamického hluku, jejich podmínkám nastavení a realizace pro případ obtékání stacionárních lopatek je věnována kapitola 4.7. V této části jsou uvedeny pouze základní informace numerického řešení modelů. Model turbulence byl využit LES (Large Eddy Simulation), subgrid model Smagorinsky Lilly [54]. Pro propojení tlakového a rychlostního pole v pohybových rovnicích byl použit algoritmus Fractional step. Pro diskretizaci rovnice tlaku bylo zvoleno schéma PRESTO!.

6.4 Výsledky 3D simulace a porovnání s experimentem

6.4.1 Vliv délky obtékaného předmětu a počtu lopatek na generovaný zvuk

Experiment popsaný v kapitole 5 je prováděn na dýze o průměru 150 mm, tj. zasažená lopatka proudem vzduchu je v délce cca 150 mm (vliv jádra proudu spolu se smykovou vrstvou). Délka aerodynamického zdroje hluku v experimentu je $z \sim 150$ mm, tzn. poměr z/D pro experiment pro typ lopatek L1 je 37,5, viz kapitola 4.7. V experimentu provedeném dle kapitoly 5 je nemožné zmenšit délku aerodynamického zdroje pod $z = 150$ mm, aniž by došlo ke vzniku dalšího zdroje konce předmětu – není možné lopatku vsunout do proudu vzduchu. Tím by vzniknul jiný typ zdroje, obtékání ostré hrany, což je monopólový zdroj projevující se ve vysokých frekvencích. Takový zdroj by značně ovlivnil výsledky kombinace dipólového zdroje fluktuujících vírů za tělesem a monopólového zdroje pulzující odporové síly před tělesem. Z toho důvodu byla zkoumaná kratší délka lopatky výhradně simulací. Zároveň pro porovnání výsledků simulace vs. reálné výsledky z experimentu byla vytvořena simulace obtékání lopatky L1D v délce $z = 150$ mm stejné jako v experimentu.

Dalším faktorem, ovlivňujícím nikoliv pouze výslednou hodnotu aerodynamického zvuku, nýbrž i tvar spektra, je počet lopatek zasažených proudem vzduchu. Pokud bude pouze jedna lopatka, není vírová stezka za tělesem ničím omezoována (pouze proudící tekutinou). Pokud je vedle ale další lopatka, dojde ke vzájemnému ovlivnění vírových stezek. Pro porovnání byla vytvořena simulace celkem 4x lopatky typu L1D vedle sebe s mezerou 20 mm, tj. stejné jako v experimentu.

Na *Obr. 6-3 až 6-5* je ukázka proudového pole rozrušené přítomností lopatky L1D_0° pro délku $z = 20$ mm a 150 mm a pro 4x lopatku délky 150 mm získaného simulací. Jedná se o snímek rozrušené tekutiny v čase 0,08 s od počátku simulace, tj. po minimálně 16000 iteracích, tj. délka 266 až 400 hodin výpočtu, resp. 11 až 17 dnů, pro každou úlohu. Je to časový úsek z nestacionárního děje, tudíž se nejedná o stejný stav tekutiny, proto nelze ani očekávat podobné pozice vírových struktur.

Výsledky simulace jsou porovnané s experimentálně zjištěnými daty dle kapitoly 5. V následující tabulce *Tab. 6-2* jsou uvedeny celkové hladiny akustického tlaku bez a s korekcí A zjištěné simulací a dále dle experimentů v kapitole 5. Vedle výsledných průměrných hladin akustického tlaku ve vzdálenosti 1 m od středu dýzy pod úhlem 45° od osy dýzy dle kapitoly 5.1.2. jsou pro porovnání simulace vs. experiment uváděné ještě dílčí výsledky významných pozic zachycující výraznou směrovost dipólového zdroje obtékané lopatky. Výsledky jsou dále prezentované do směru bod **A** = půdorysně kolmo na lopatku ve vzdálenosti 1 m pod úhlem 45° od osy dýzy = maximální vyzařování dipólového zdroje. Pozn. dipól nejvíce vyzařuje do boku – do směru kmitání, ovšem v daném uspořádání lopatkových mříží VZT vyústek je zde při reálné aplikaci umístěna stěna lopatkové mříže a potrubí, největší vyzařování lze předpokládat právě do směru

pod úhlem 45° od osy. Dále je posuzován bod **B** = v ose lopatky ve vzdálenosti 1 m pod 45° od osy dýzy, tj. do směru nejmenšího vyzařování dipólového zdroje. Na Obr. 6-6 jsou porovnaná třetinooktávová pásma hladin akustického tlaku v bodě **A** pro simulací zjištěné hodnoty lopatky L1D_0° délky $z = 20$ a 150 mm a pro 4x lopatku L1D_0° a porovnání s experimentálními daty z měření dle kapitoly 5.2.3. Pro experiment je zde uvedeno pro jednu lopatku L1D_0° umístění v poloze 0 a 50 mm nad dýzou. Simulací zjištěné výsledky pro 4x lopatku L1D_0° jsou srovnávány v diagramu na Obr. 6-6 se základním uspořádáním experimentu dle Obr. 5-3 označeno jako full L1D_0°, tj. lopatková mříž s L1D_0° (rozteč lopatek je 20 mm) je umístěna v poloze 50 mm nad dýzou o průměru 150 mm. Na Obr. 6-7 jsou porovnány výsledky simulace pro 4x L1D_0° a experimentu pro lopatkovou mříž L1D_0° pro jednotlivé body **A**, **B** a **Průměr 1 m**. Na Obr. 6-8 jsou uvedena porovnání FFT spektra jedné lopatky L1D_0° délky $z = 20$ mm a 150 mm ze simulace a jeden krát L1D_0° v poloze 0 a 50 mm nad dýzou z experimentu, viz kapitola 5.2.3. Na Obr. 6-9 jsou FFT spektra 4x lopatky L1D_0° ze simulace a lopatkové mříže full z experimentu pro bod **A**.

Tab. 6-2 Porovnání výsledků SIMULACE a EXPERIMENTU celkových hladin akustického tlaku $L_{p, 1 m}$ a celkových hladin akustického tlaku A $L_{pA, 1 m}$ pro jednotlivé body **A**, **B** a **Průměr 1 m** (**A** = půdorysně kolmo na lopatku, **B** = v ose lopatky ve vzdálenosti 1 m pod 45° od osy dýzy, **Průměr 1 m** = průměr z 8 bodů kolem dýzy dle Obr. 5-3A), $v_s = 12$ m/s.

Posuzovaný bod	L1D_0° z = 150 mm		Simulace pro 4x L1D_0°, z = 150 mm Experiment full = lopatková mříž L1D_0° dle Obr. 5-3 v poloze 50 mm nad dýzou					
	A		A		B		Průměr 1 m	
	$L_{p, 1 m}$	$L_{pA, 1 m}$	$L_{p, 1 m}$	$L_{pA, 1 m}$	$L_{p, 1 m}$	$L_{pA, 1 m}$	$L_{p, 1 m}$	$L_{pA, 1 m}$
SIMULACE	58,2 40,0*	53,0 35,8*	57,7	54,8	45,8	43,5	55,2	52,6
EXPERIMENT pro polohu 50 mm nad dýzou	51,6	48,4	53,9	52,5	46,5	44,0	51,9	50,3
EXPERIMENT pro polohu 0 mm nad dýzou	51,6	48,7	-	-	-	-	-	-

*...Hodnoty pro lopatku L1D_0° délky $z = 20$ mm.

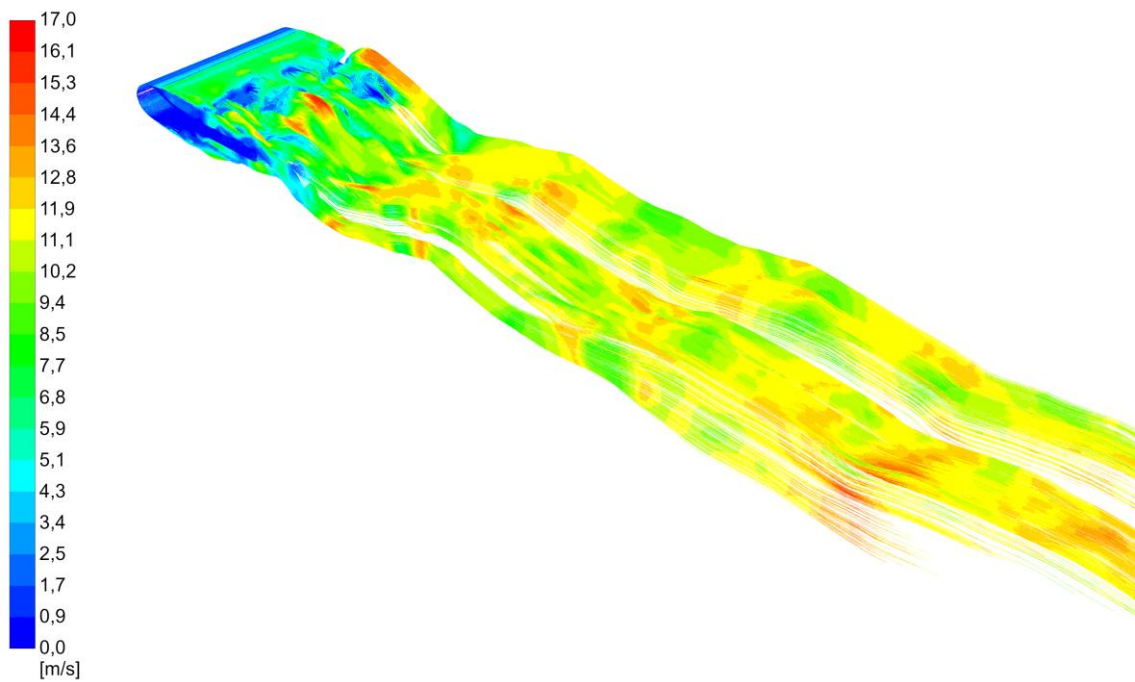
Z porovnání simulovaných a experimentálně zjištěných celkových hladin akustického tlaku bez a s korekcí A v Tab. 6-2 je patrné, že největší shody dosahují hodnoty po korekci váhovým filtrem A, který značně snižuje vliv nízkých frekvencí. Simulací zjištěné výsledky vždy vykazují vyšší hodnoty generovaného zvuku. Nejmenšího rozdílu hodnot $L_{pA, 1 m}$ je dosaženo mezi porovnáváním více lopatek, ozn. 4x L1D_0° pro simulaci a full pro experiment (lopatková mříž L1D_0° dle Obr. 5-3 v poloze 50 mm nad dýzou), kde se dosahuje významné shody rozdílu do 2,3 dB pro

průměrné hodnoty v 1 m a v bodě **A** a do 0,5 dB v bodě **B**. V případě jedné lopatky L1D_0° jsou rozdíly mezi simulací a experimentem výrazně vyšší, pro hodnotu $L_{pA, 1m}$ je to 4,6 dB, resp. 6,6 dB pro nekorigované hodnoty.

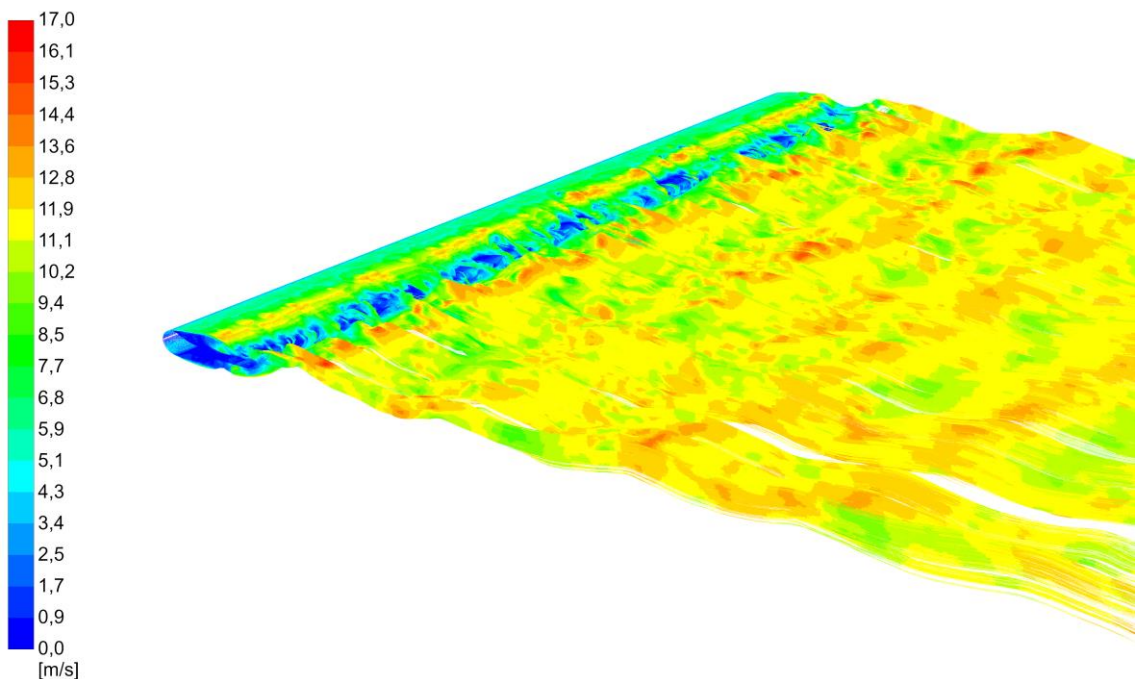
Celková hladina akustického tlaku je nejvýrazněji ovlivněna hodnotou nejvyššího peaku ve spektru. V případě řešeného případu obtékání jedné lopatky L1D_0° je to pro experiment peak na hodnotě 434 Hz, zatímco v simulaci se tento peak objevuje o něco níže na 343 Hz, viz *Obr. 6-8*. Při porovnání tvaru spektra v třetinooktávovém pásmu na *Obr. 6-6* je patrná výrazná shoda, nicméně je spektrum simulace posunuté o jednu třetinooktávu níž a celkově do vyšších hladin (hodnoty peaku se liší o cca 7 dB = rozdíl v celkových hladinách).

Vliv délky lopatky z je zejména v nižší dosažené celkové hladině akustického tlaku. Hodnota peaku ve spektru zvuku dosahuje nižší frekvence 321 Hz (o 22 Hz méně) než délka $z = 150$ mm, viz *Obr. 6-8*. Nižší hodnota frekvence peaku ve spektru pro kratší lopatku je způsobena tím, že se za daný časový úsek odehraje méně dějů, než jak je tomu u výrazně delší lopatky. Samotná FFT analýza vyhledává opakující se děje v daném časovém úseku. Největší vliv mají ty nejvýraznější, tj. intenzivní víry za lopatkou. Pokud těch dějů je více, o čemž dle schémat proudění na *Obr. 6-3* vs. *6-4* není pochyb, bude výsledkem i vyšší frekvence opakovatelnosti daných dějů. Dle literatury [20] je ustálení frekvence peaku vyjádřené konstantní hodnotou Sh pro poměr od $z/D = 20$ a výš, ovšem v tomto experimentu se jednalo o vyšší rychlosti proudění 30 a 60 m/s. V případě provedené simulace je rychlost proudění významně nižší, a poměr z/D pro krátkou a dlouhou lopatku v úrovni 5 a 37,5. Rozdíl polohy peaku ve spektru je 22 Hz, v hodnotách Sh se jedná o malý rozdíl v řádech setin, pro lopatku $z = 20$ mm je $Sh = 0,1$, pro $z = 150$ mm je $Sh = 0,11$. Tvarově je třetinooktávové spektrum obou délek lopatek podobné, pouze vzájemně hodnotově posunuté, viz *Obr. 6-6*.

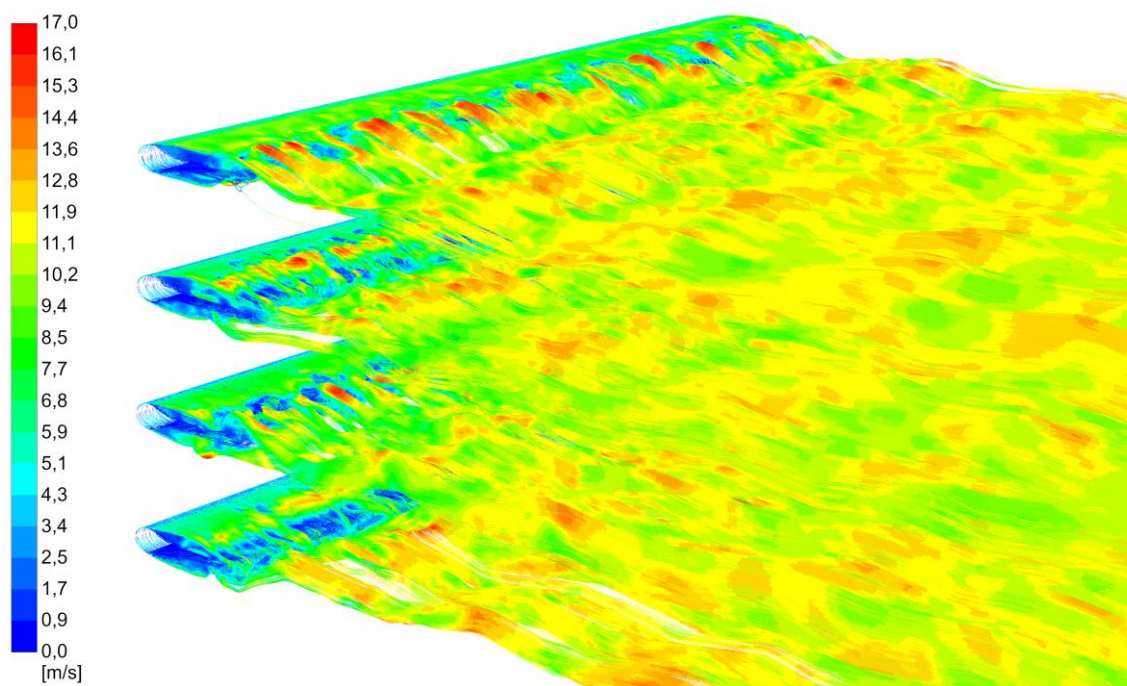
Ve větším počtu lopatek se spektrum zvuku začíná vyrovnávat, peaky nedosahují tak výrazných tónových složek. To je způsobené vzájemným ovlivněním, vyrušením jednotlivých výrových struktur za lopatkou, jelikož se sousední cesty ovlivňují. Simulace dosahuje nejvyššího peaku pro 4x lopatka L1D_0° na frekvenci 704 Hz, hned druhý peak na frekvenci 369 Hz. Zatímco experiment pro lopatkovou mříž L1D_0° dle *Obr. 5-44* dosahuje pro největší peak frekvence 452 Hz a pro druhý peak 911 Hz, viz *Obr. 6-9*. Tvarově jsou třetinooktávová spektra podobná, avšak vzájemně posunutá, zatímco simulace je o jednu až 2 třetinooktávy níže, viz *Obr. 6-7*. Z hlediska směrovosti se jak simulovaný, tak experimentální zdroj obtékání lopatek chová podobně, nevykazuje výraznou frekvenční směrovost. V bodech **B** je nejnižší položené spektru pro simulaci i experiment a tvarově se spektra v bodě **A**, **B** a **Průměr 1 m** vzájemně kopírují. Rozdíl v porovnání směrovosti je ten, že v experimentu se nízké frekvence více projevují i v bodě **B**, zatímco v simulaci je celé spektrum v bodě **B** konstantně snižené, viz *Obr. 6-7*.



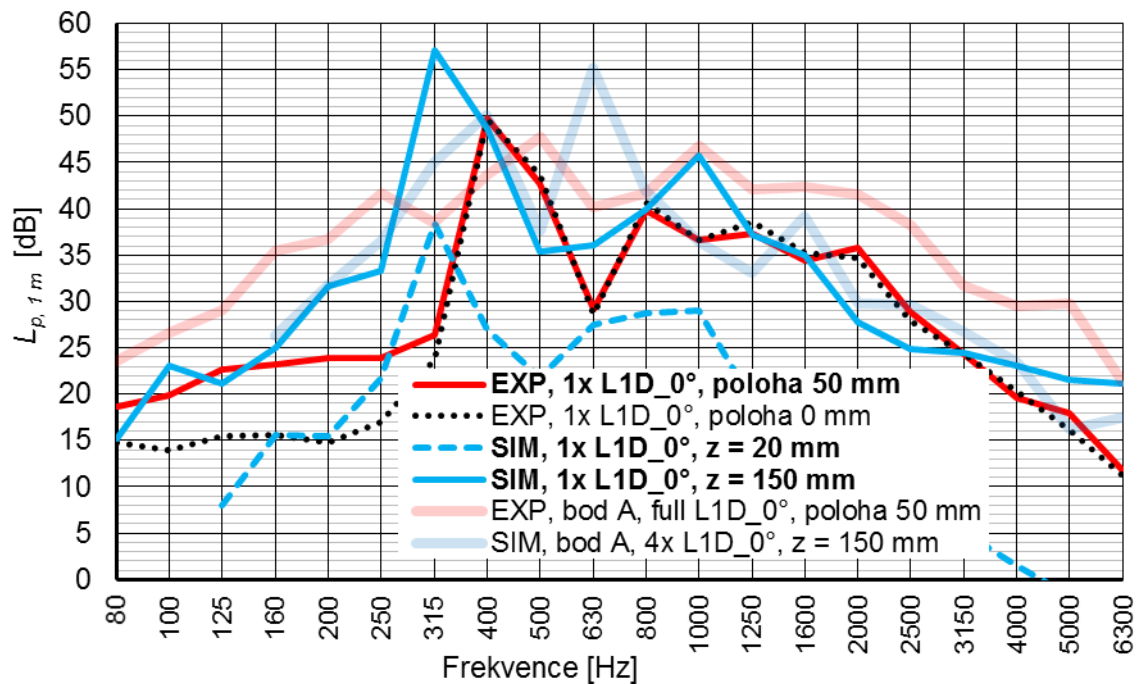
Obr. 6-3 Proudové pole rozrušené přítomností lopatky **L1D_0°**, vytvořené simulací modelem LES, pro vyvinuté proudění s rychlostí $v_s = 12 \text{ m/s}$ na segmentu lopatky délky $z = 20 \text{ mm}$, tj. poměr $z/D = 5$, vlevo je škála rychlosti.



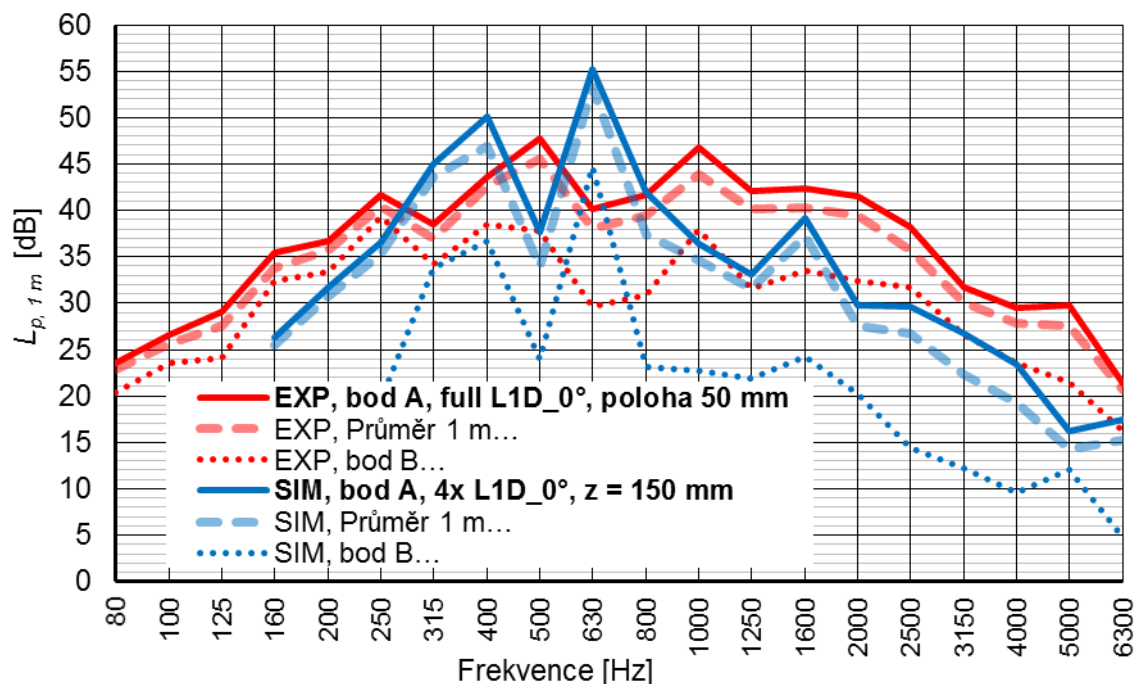
Obr. 6-4 Proudové pole rozrušené přítomností lopatky **L1D_0°**, vytvořené simulací modelem LES, pro vyvinuté proudění s rychlostí $v_s = 12 \text{ m/s}$ na segmentu lopatky délky $z = 150 \text{ mm}$, tj. poměr $z/D = 37,5$, vlevo je škála rychlosti.



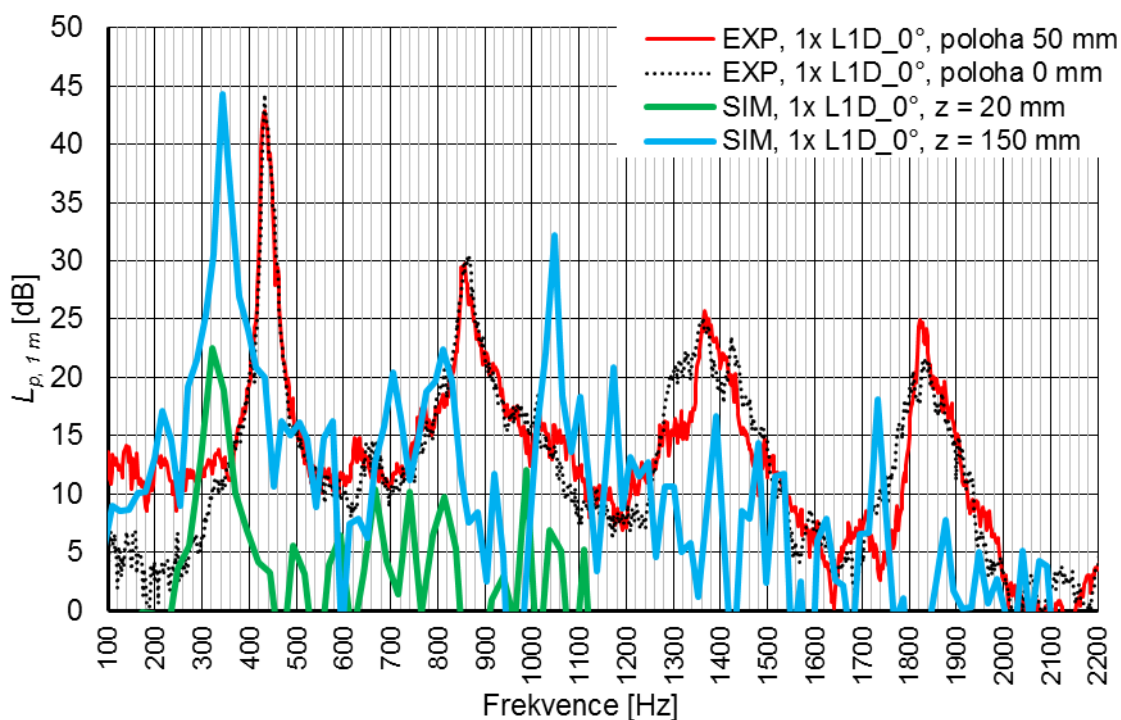
Obr. 6-5 Proudové pole rozrušené přítomností **4x lopatka L1D_0°**, vytvořené simulací modelem LES pro vyvinuté proudění, s rychlostí $v_s = 12 \text{ m/s}$, délka lopatek $z = 150 \text{ mm}$, tj. poměr $z/D = 37,5$, vlevo je škála rychlosti.



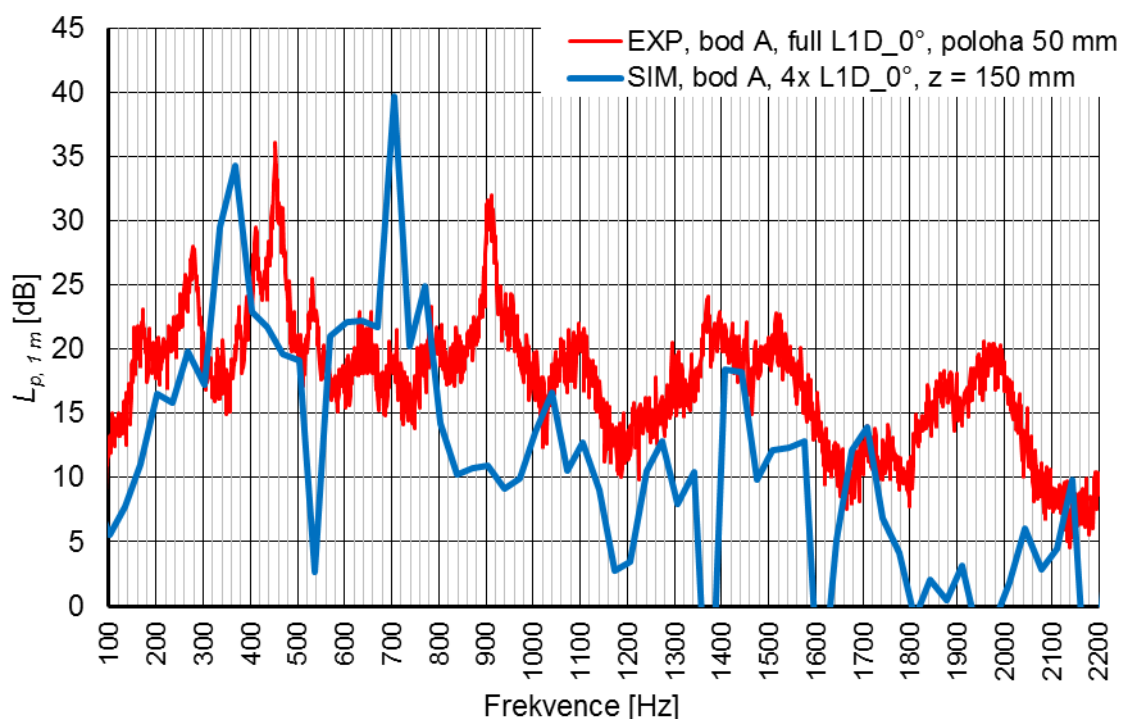
Obr. 6-6 L_p pro bod **A** (půdorysně kolmo na lopatku ve vzdálenosti 1 m pod 45° od osy dýzy) pro 1/3 pásma, $L1D_0^\circ$, SIM = simulace – pro lopatku $z = 20$ a 150 mm, 4x lopatka, EXP = experiment – pro 1x lopatku v poloze 0 mm a 50 mm nad dýzou, full = lopatková mříž $L1D_0^\circ$ dle Obr. 5-3 v poloze 50 mm nad dýzou, $v_s = 12$ m/s.



Obr. 6-7 L_p pro bod **A**, **B** a **Průměr 1 m** (**A** = půdorysně kolmo na lopatku, **B** = v ose lopatky ve vzdálenosti 1 m pod 45° od osy dýzy) pro 1/3 pásma, $L1D_0^\circ$, SIM = simulace – pro 4x lopatka, EXP = experiment – pro full = lopatková mříž $L1D_0^\circ$ dle Obr. 5-3 v poloze 50 mm nad dýzou, $v_s = 12$ m/s.



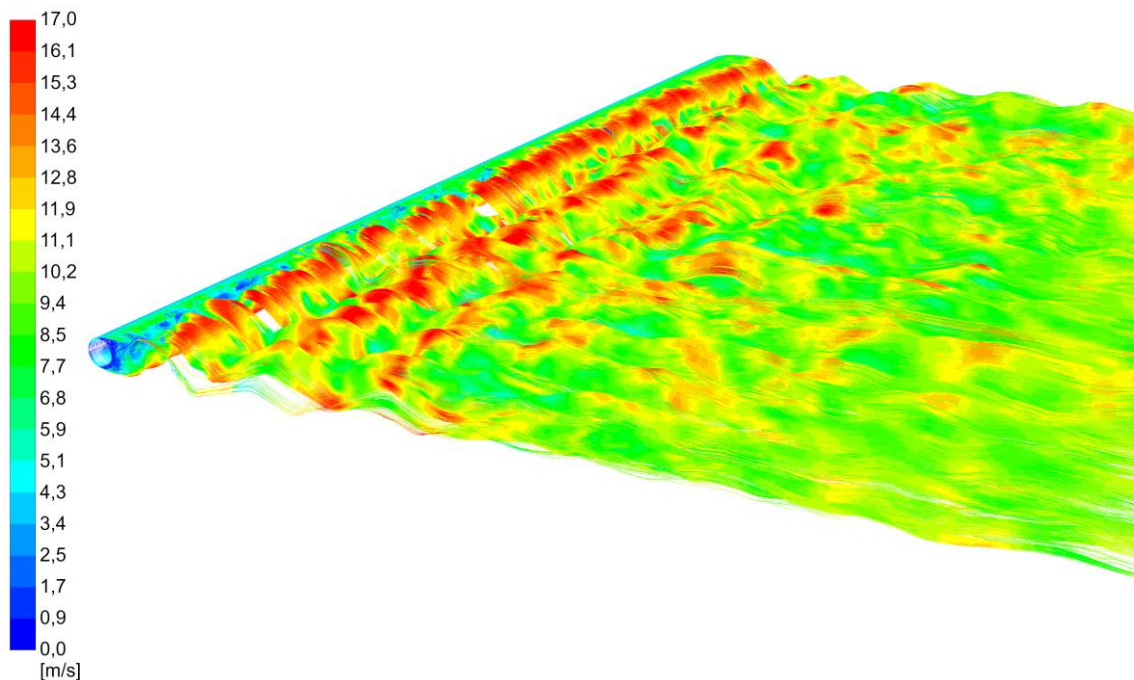
Obr. 6-8 FFT analýza L_p pro bod A (půdorysně kolmo na lopatku ve vzdálenosti 1 m pod 45° od osy dýzy), $L1D_0^\circ$, SIM = simulace – pro lopatku $z = 20$ a 150 mm, EXP = experiment – pro 1x lopatku v poloze 0 mm a 50 mm nad dýzou, $v_s = 12$ m/s.



Obr. 6-9 FFT analýza L_p pro bod A (půdorysně kolmo na lopatku ve vzdálenosti 1 m pod 45° od osy dýzy), $L1D_0^\circ$, SIM = simulace – pro 4x lopatka, EXP = experiment – pro full = lopatková mříž $L1D_0^\circ$ dle Obr. 5-3 v pol. 50 mm nad dýzou, $v_s = 12$ m/s.

6.4.2 Aerodynamický zvuk od obtékání válce

Aerodynamický zvuk generovaný válcem byl simulován z důvodu nastínění problematiky generování akustického tlaku pro nízká Reynoldsova čísla. V kapitole 5.2.3 je pojednáváno o významu vlivu turbulence nabíhajícího proudu na předmět pro nízká Reynoldsova čísla. U lopatek se neprojevuje významný vliv turbulence nabíhacího proudu na generování aerodynamického hluku. Pro rychlost $v_s = 12$ m/s vykazuje lopatka L1D hodnotu $Re = 18045$, zatímco pro válce o průměru 4 mm pouze $Re = 3609$. Vliv turbulence nabíhacího proudu vzduchu na generování zvuku válce je významný, viz kapitola 5.2.3. Proudění kolem válce je odkázáno na jednoduchou geometrii válce, není zde žádný generátor turbulence jako v případě komplikovanější geometrie lopatek (rozšířené části, delší těleso). Válec je simulován v délce $z = 150$ mm, tj. stejně dlouhý aerodynamický zdroj jako v kapitole 5. Na Obr. 6-10 je uvedena struktura proudění narušeného přítomností válce. Jedná se o stejný časový výřez jako v kapitole 6.4.1 o simulaci lopatek, tj. $t = 0,08$ s od počátku simulace po minimálně 16 000 iterací. Válec je jednodušší svojí geometrií, tudíž výpočetní čas je cca 200 hodin.



Obr. 6-10 Proudové pole rozrušené přítomností **Válce 4 mm**, vytvořené simulací modelem LES pro vyvinuté proudění, s rychlostí $v_s = 12$ m/s na segmentu válce délky $z = 150$ mm, tj. poměr $z/D = 37,5$, vlevo je škála rychlosti, čas cca 0.08 s.

Simulací získaná data jsou prezentována jako třetinooktávová pásma v bodě **A** (půdorysně kolmo na lopatku ve vzdálenosti 1 m pod 45° od osy dýzy), viz Obr. 6-11 a FFT spektra hladiny akustického tlaku, viz Obr. 6-12. Zároveň jsou prezentovány v Tab. 6-3 celkové hladiny akustického tlaku bez a s korekcí váhového filtru A pro bod **A**. Výsledky simulace jsou porovnány s experimentálně zjištěnými údaji v kapitole 5.2.3. viz Obr. 5-32. V experimentu bylo prováděno měření s rozdílnými stavy nabíhacího proudu

vzduchu na válec. **Poloha 0 mm nad dýzou** = proudění s minimální turbulencí (tj. proudění jako v simulaci, tzv. no perturbation). **Poloha 50 mm nad dýzou** = válec je zasažen jádrem proudu a částí smykové turbulentní vrstvy kolem jádra proudu. **Křížem 0 mm + 50 mm** = válec v poloze 0 mm generuje minimální zvuk, ale je to generátor turbulentního proudění, viz *Obr. 5-31 vlevo*. Takto je válec v pozici 50 mm hlavním zdrojem zvuku s nabíhajícím proudem ve složení smyková vrstva + jádro proudu + rozrušená část přítomností válce křížem v pozici 0 mm. **Nad sebou 0 mm + 50 mm** = válec v pozici 50 mm je zdrojem zvuku zasaženým zcela turbulentním prouděním po celé délce $z = 150$ mm, viz *Obr. 5-31 vpravo*.

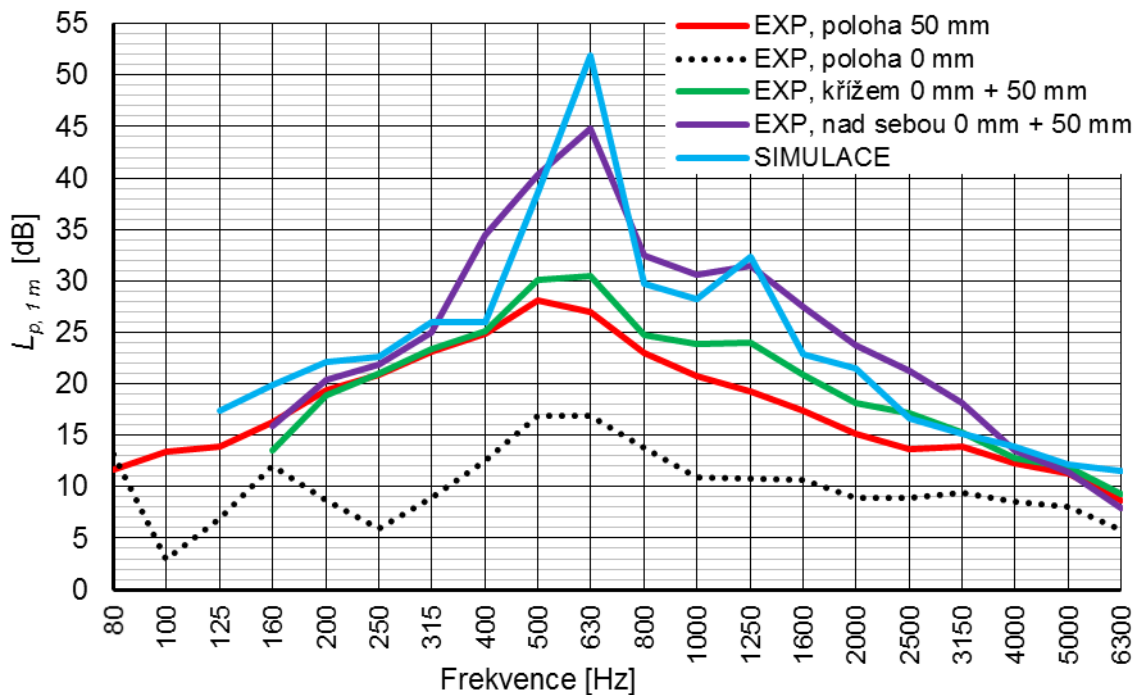
Dle celkových hodnot hladin akustického tlaku v *Tab. 6-3* je patrné, že simulací získaný aerodynamický zvuk při obtékání válce o průměru 4 mm rychlostí 12 m/s s délkou $z = 150$ mm je výrazně nad experimentálně zjištěnými údaji pro stav **EXPERIMENT** pro polohu 0 mm nad dýzou. Tento stav obtékání válce v experimentu je z hlediska stavu nabíhajícího proudu tekutiny, tj. zadání okrajových podmínek, stejný jako simulace. Výsledky v simulaci jsou ale výrazně naddimenzované. Lze konstatovat, že při náhledu na spektrum hladiny akustického tlaku v diagramu třetinooktávové analýzy na *Obr. 6-11* nebo detailnější FFT analýzy na *Obr. 6-12*, se v experimentu u válce při nabíhající tekutině s minimální turbulencí prakticky vůbec nevytvoří dominantní vírová stezka za válcem, která by následně generovala výrazný peak ve spektru zvuku (je zde pouze patrný náznak). Z pohledu hodnoty Reynoldsova čísla je tento stav rychlosti a rozměru válce se svojí hodnotou $Re = 3609$ v úrovni podkritických Re . Dle již zmíněné kapitoly 5.2.3 je oblast podkritické oblasti Re z hlediska generování zvuku velice málo publikována. Pokud bude nabíhající proud tekutiny částečně turbulentní (poloha válce 50 mm nad dýzou, nebo válce křížem 0 mm + 50 mm) nebo úplně turbulentní (válce nad sebou 0 mm + 50 mm), začne se experimentálně zjištěný generovaný aerodynamický zvuk značně zvyšovat, nicméně nedosahuje hodnot hladin akustického tlaku bez a s korekcí A zjištěných SIMULACÍ (model LES a akustický model FW-H). Simulace je o 5 dB nad stavem zcela turbulentního nabíhajícího proudu na válec v experimentu, nicméně simulace nemá zadanou žádnou turbulenci v nabíhajícím proudu.

Pozice dominantního peaku ve spektru zvuku dle diagramu na *Obr. 6-12* dosahuje pro SIMULACI hodnoty 622 Hz. Pro experiment je to 606 Hz pro verzi válců nad sebou 0 mm + 50 mm a válce křížem 0 mm + 50 mm, tj. nejvíce turbulentní nabíhající proud. Pro nižší turbulenci nabíhajícího proudu, tj. válec 50 mm nad dýzou, jsou v experimentu 2 peaky pro 648 Hz a 490 Hz a pro verzi bez turbulence, tj. válec 0 mm nad dýzou, jsou peaky v úrovni 594 Hz a 532 Hz. Z výsledků spekter je patrné, že dominantní peak zjištěný simulací odpovídá experimentálně zjištěným údajům, tj. hodnotě $Sh = 0,2$. V hrubším měřítku třetinooktávových spekter na *Obr. 6-11* se výsledky peaku schází na hodnotě 630 Hz, pro méně turbulentní nabíhající proud je to 500 a 630 Hz. Z výsledků porovnání simulace a experimentu je patrný značný rozdíl ve výsledcích hladin akustického tlaku při porovnávání stejných podmínek nabíhajícího proudu, tj. válec 0 mm nad dýzou. V případě nízkých hodnot Re , je simulace v defaultním

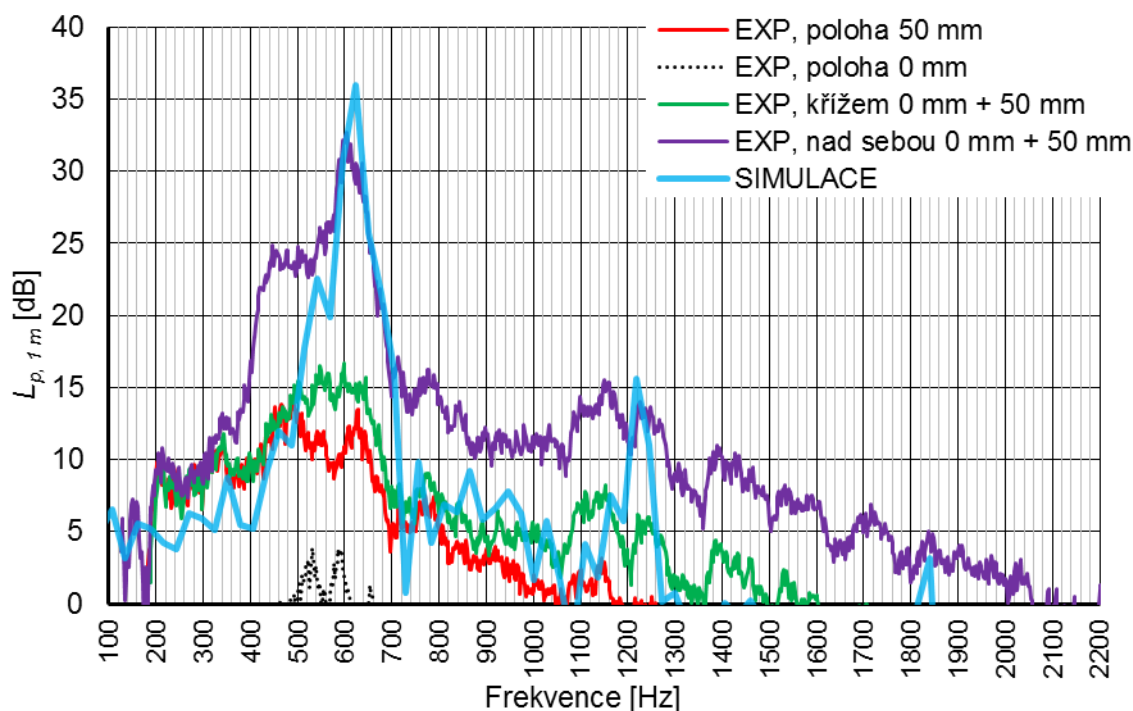
nastavení, tj. konstantní hustota, konstantní kinematická viskozita výrazně nadhodnocené oproti reálným podmínkám.

Tab. 6-3 Porovnání výsledků *SIMULACE* a *EXPERIMENTU* celkových hladin akustického tlaku $L_{p, 1 m}$ a celkových hladin akustického tlaku A $L_{pA, 1 m}$ pro bod **A** (půdorysně kolmo na lopatku ve vzdálenosti 1 m pod 45° od osy dýzy), $v_s = 12 \text{ m/s}$.

Výsledky pro bod A	Válec 4 mm z = 150 mm	
	$L_{p, 1 m}$	$L_{pA, 1 m}$
SIMULACE (LES+FW-H) – nabíhající proud bez turbulence, tj. velocity inlet – no perturbation	52,3	50,4
EXPERIMENT pro polohu 50 mm nad dýzou (vliv smykové vrstvy)	34,1	31,5
EXPERIMENT pro polohu 0 mm nad dýzou (pozice s minimální turbulencí nabíhajícího proudu)	24,5	22,5
EXPERIMENT křížem 0 mm + 50 mm (více turbulentní pole nabíhajícího proudu než pouze smyková vrstva)	36,0	34,1
EXPERIMENT nad sebou 0 mm + 50 mm (nejvíce turbulentní pole nabíhajícího proudu)	47,0	45,0



Obr. 6-11 L_p pro bod **A** (půdorysně kolmo na lopatku ve vzdálenosti 1 m pod 45° od osy dýzy) pro 1/3 pásma, **Válec o průměru 4 mm, z = 150 mm**, **SIMULACE** = nabíhající proud bez turbulence, **EXP** = experiment – pro kombinace turbulence nabíhajícího proudu vzduchu viz kapitola 5.2.3, $v_s = 12 \text{ m/s}$.



Obr. 6-12 FFT analýza L_p pro bod **A** (půdorysně kolmo na lopatku ve vzdálenosti 1 m pod 45° od osy dýzy), **Válec o průměru 4 mm, $z = 150$ mm, SIMULACE = nabíhající proud bez turbulence, EXP = experiment – pro kombinace turbulence nabíhajícího proudu vzduchu viz kapitola 5.2.3, $v_s = 12$ m/s.**

6.4.3 Návrh lopatky pro redukci aerodynamického zvuku

Pro redukci aerodynamického zvuku generovaného lopatkami byl proveden návrh lopatky o průřezu dle Obr. 6-1. Tvarem lopatka připomíná čokovitý tvar, odtud název Čočka, a vychází z tvaru lopatky L3 použité v experimentu v kapitole 5. Došlo ke zploštění a zejména zrušení zaoblení na začátku a konci, které je právě generátorem vírové stezky. Samotný tvar lopatky má základní rozměry šířku $l = 30$ mm, tloušťku $D = 7$ mm. Pro dosažení nízké hlučnosti lopatky při obtékání je snahou docílit, v nejlepším případě, laminárního proudění od začátku do konce šířky lopatky. U tvaru čocky lze to předpokládat, avšak rozměr D bude v zásadě hlavním parametrem při relaci rychlost proudění vs. odtržení tekutiny za nejlustší částí lopatky. Pokud bude rychlost proudění adekvátní, mohla by se tekutina za rozměrem D sklouznout po zaoblení lopatky. Takovou analogií by se vyřešila pouze část problematiky. Výrazný vliv na generování aerodynamického hluku má zakončení tělesa. Pokud je zakončení zaoblené, bude docházet ke vzniku fluktuující dynamické síly vírové stezky a tím ke vzniku dipólu. Pokud bude hrana ostrá, měl by se efekt odtržení více zmírnit. Této problematice se již věnovala řada studií, kdy např. na koncích ventilátorových lopatek oběžných kol (zejména axiální ventilátory) jsou vytvářeny vlnkovité struktury, podobné tvaru ptačích křídel. Toto tvarování má za cíl eliminovat vznik vírové stezky za lopatkou. Ovšem opět se jedná o oblast nadkritických hodnot **Re**.

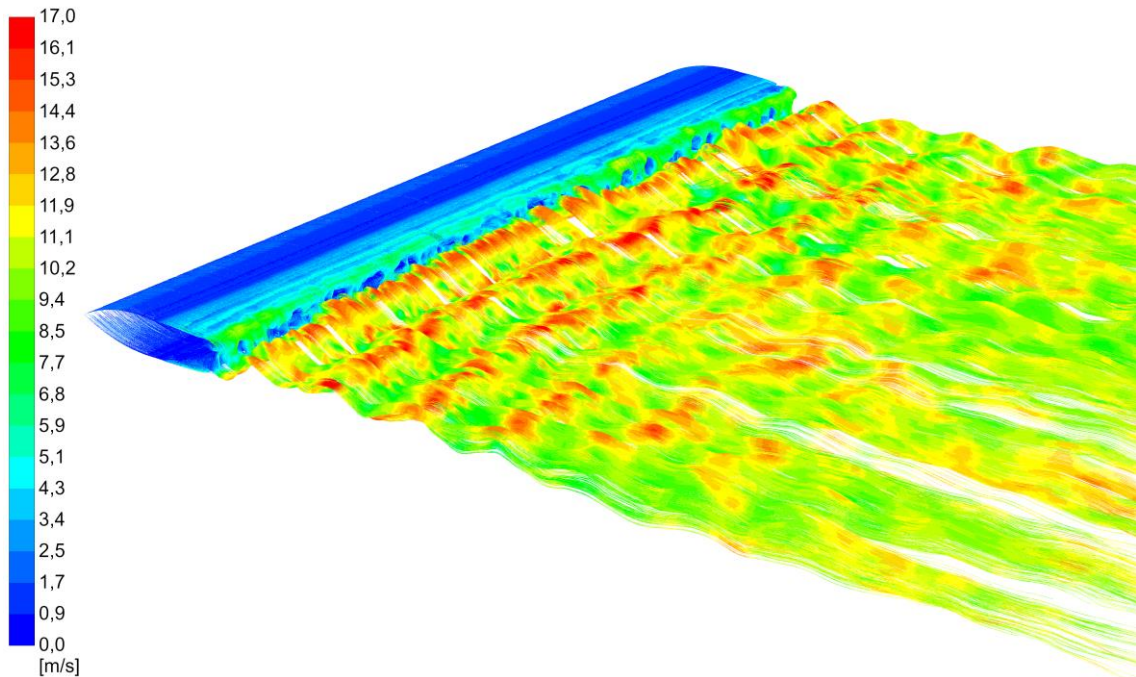
Zcela eliminovat vznik výrazného peaku vlivem dipólového zdroje od vírové stezky nebude pravděpodobně možné pouhou změnou tvaru lopatky. Změna tvaru lopatky v podobě čochky, viz *Obr. 6-1*, je možná ideálním tvarem, ovšem pouze pro určitou oblast rychlosti proudění. Lze však předpokládat, že minimálně vlivem tvaru čochky dojde k eliminaci množství peaků ve spektru, jak ukazují experimentální měření lopatek typu L1 a L2. Navržený tvar lopatky byl vystaven stejné rychlosti proudění $v_s = 12 \text{ m/s}$ jako lopatka L1D_0° a válec o průměru 4 mm o délce $z = 150 \text{ mm}$. Výsledky ze simulace (LES + FW-H) těchto případů obtékání jsou vzájemně porovnány.

V předchozí kapitole o válci je poukázáno na výrazný nesoulad výsledků generovaného zvuku ze simulace a experimentu. Aerodynamický zvuk od válce je výrazně náchylný na turbulenci nabíhajícího proudu, a to pro oblast výrazně nízkých $Re = 3609$. Zatímco pro oblast vyšších $Re = 18045$ u obtékání lopatky se výsledky experimentu s ohledem na turbulenci nabíhajícího proudu v zásadě neliší a zároveň výsledky simulace a experimentu jsou mnohem příznivější (rozdíl u jedné lopatky je do 5 dB, u více lopatek do 2,5 dB, simulace je výš), než u válce. Simulace lopatky ve tvaru Čochky pro rychlost $v_s = 12 \text{ m/s}$ dosahuje hodnoty $Re = 27067$, tj. lze předpokládat podobných odchylek od případného experimentu jako u lopatky L1D. Experiment pro tvar lopatky Čochka nebyl zatím proveden. Hodnoceny jsou výsledky simulace.

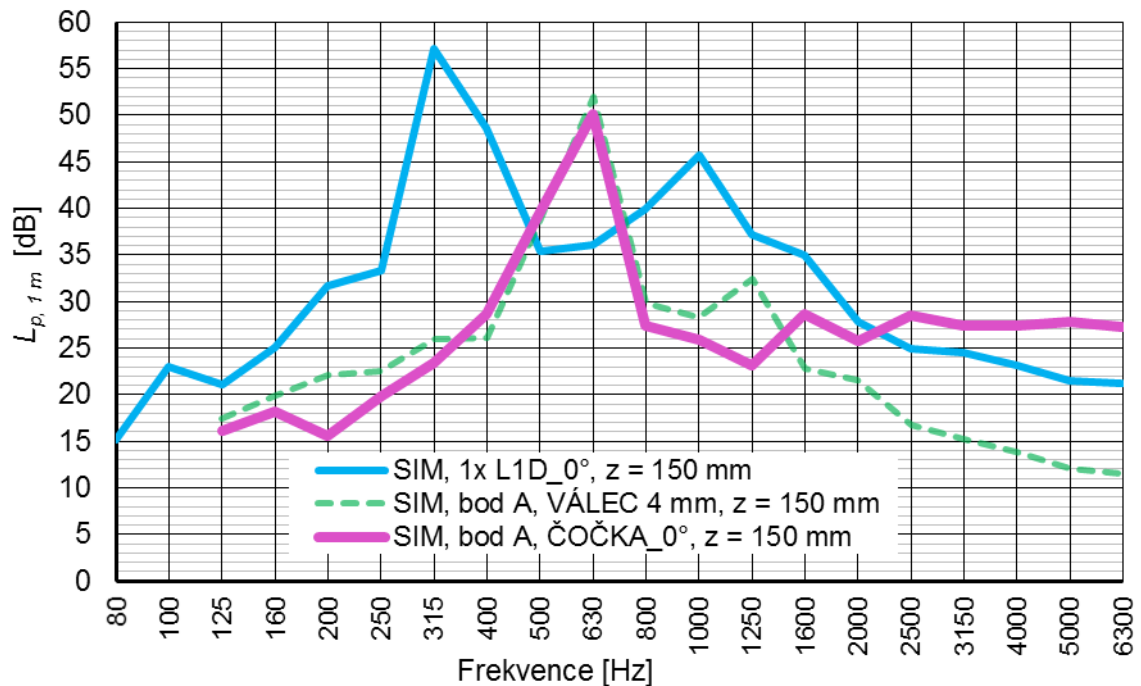
Na *Obr. 6-13* je proudové pole narušené přítomností lopatky Čochka_0° získaného simulací. Jedná se o stejný časový výřez jako v kapitole 6.4.1 a 6.4.2, tj. $t = 0,08 \text{ s}$ od začátku simulace po minimálně 16 000 iterací. Výpočetní čas cca 280 hodin, tj. 12 dnů. V *Tab. 6-4* jsou porovnány celkové hladiny akustického tlaku bez a s korekcí váhovým filtrem A v bodě A. Tvar lopatky Čochka_0° dosahuje o 3,8 dB nižších hladin akustického tlaku A a o 7 dB nižších hladin akustického tlaku než lopatka L1D_0°. Je to zejména kvůli redukci peaku ve spektru, viz *Obr. 6-14*, kde lopatka Čochka_0° vykazuje pouze jeden peak v třetinooktávovém spektru, a to o cca 7 dB nižší než nejvyšší peak u lopatky L1D_0°. Hodnota peaku Čochky_0° je 601 Hz, podobně jako válec. Hodnota Strouhalova čísla peaku lopatky Čochka_0° je v úrovni $Sh = 0,35$, viz *Obr. 6-15*.

Tab. 6-4 Porovnání výsledků SIMULACÍ (LES+FW-H) celkových hladin akustického tlaku $L_{p, 1 m}$ a celkových hladin akustického tlaku A $L_{pA, 1 m}$ pro bod A (přodorysně kolmo na lopatku ve vzdálenosti 1 m pod 45° od osy dýzy), $v_s = 12 \text{ m/s}$.

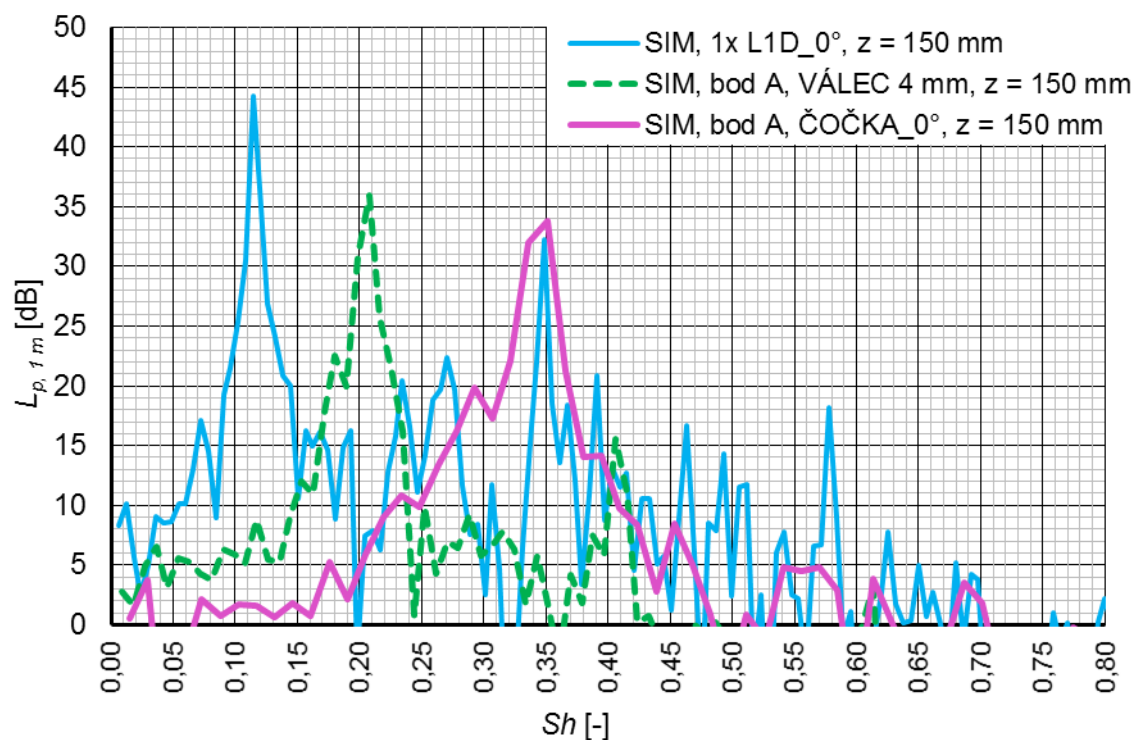
Výsledky pro bod A	$L_{p, 1 m}$	$L_{pA, 1 m}$
Lopatka L1D_0°, $z = 150 \text{ mm}$	58,2	53,0
Válec 4 mm, $z = 150 \text{ mm}$	52,3	50,4
Lopatka Čochka_0° dle <i>Obr. 6-1</i> , $z = 150 \text{ mm}$	51,2	49,2



Obr. 6-13 Proudové pole rozrušené přítomností **Lopatky ČOČKA_{0°}**, vytvořené simulací modelem LES pro vyvinuté proudění, s rychlostí $v_s = 12 \text{ m/s}$ na segmentu válce délky $z = 150 \text{ mm}$, tj. poměr $z/D = 21,4$, vlevo je škála rychlosti, čas cca $0,08 \text{ s}$.



Obr. 6-14 Výsledky simulace (LES+FW-H) hodnot L_p pro bod A (půdorysně kolmo na lopatku ve vzdálenosti 1 m pod 45° od osy dýzy) pro 1/3 pásma, **L1D_0°**, **VÁLEC 4 mm**, **Lopatka ČOČKA**, délka $z = 150 \text{ mm}$, $v_s = 12 \text{ m/s}$.



Obr. 6-15 Výsledky simulace (LES+FW-H) FFT spekter L_p pro bod **A** (půdorysně kolmo na lopatku ve vzdálenosti 1 m pod 45° od osy dýzy) v závislosti na **Sh**, **L1D_0°**, **VÁLEC 4 mm**, **Lopatka ČOČKA**, délka **z = 150 mm**, $v_s = 12$ m/s.

7. Nejistoty

Výsledky měření ovlivňují dva základní faktory, statistická chyba výsledku způsobená nestálostí fyzikálního děje nebo samotné experimentální tratě a chyba měřicího řetězce způsobená přístroji a lidským faktorem. Statistická chyba je tzv. nejistota typu A, lze ji určit z hodnoty směrodatné odchylky násobená faktorem rozšíření. Směrodatná odchylka je počítána z opakovaných měření stejného fyzikálního stavu dle vztahu (7-1), kde je již implementován koeficient rozšíření spolehlivosti (na pásmo 95 %). Jedná se o standardní rozšířenou nejistotu typu A u_A . Chyba měřicího řetězce je tzv. nejistota typu B. U této nejistoty není až tak komplikované definovat, co všechno ovlivňuje měřicí řetězec, jako spíše určit vliv a rozsah jednotlivých chyb. Nejistota typu B u_B je tak často určována dle zkušenosti nebo dle určitých objektivních parametrů, jako je např. použití regresních funkcí na vyhodnocování určitého děje, např. drátková anemometrie, kde samotný proces určování veličiny dle funkce je zdrojem chyby. Celková nejistota je určována jako souhra nejistoty typu A a B dle vztahu (7-2).

$$u_A = v_\varepsilon \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}{n(n-1)}} \quad (7-1)$$

$$u = \sqrt{u_A^2 + u_B^2} \quad (7-2)$$

kde je

u_A	[-]	rozšířená nejistota typu A,
v_ε	[-]	koeficient rozšíření spolehlivosti, pro pásmo 95 % je roven 2,
n	[-]	počet měření,
x_i	[-]	veličina změřená v i-tém měření,
\bar{x}	[-]	aritmetický průměr z měřených veličin.

7.1 Nejistota měření proudu vzduchu

Principu měření a vyhodnocování proudových měření je věnována kapitola 5.1.4. Pro vyhodnocení rychlosti a jejích fluktuací bylo použito zařízení Dantec Stream line. Vyhodnocování spekter fluktuací pro FFT analýzu bylo provedeno zpracováním dat v Matlabu. Princip měření drátkovou anemometrií spočívá v reakce sondy, resp. drátku, na ochlazování proudem tekutin, čímž toto ochlazení způsobí změnu napětí a přiřadí této změně rychlost proudění. Aby toto bylo možné udělat, je třeba znát nebo často ověřovat konverzi mezi napětím na sondě a rychlostí proudění, jelikož celý proces je ovlivnitelný změnou teploty a pak také rušivými elementy, jako je délka kabelu a zejména manipulace se sondou a její natočení vůči proudu vzduchu, viz kapitola 5.2.1. Změny napětí jsou tak malé, že celý systém musí být značně odolný proti rušení a v samotném nastavení je třeba definovat délku kabelů pro určení korekce pro ztráty elektrického

signálu. Celý systém je tedy velice citlivý, aby měřil správně, je ho třeba vždy před měřením kalibrovat. Pro kalibraci se používá speciální „kalibrační“ dýza dodávaná se zařízením, která definuje rychlost proudění vzduchu. Zařízení pak dané rychlosti na dýze přiřadí hodnotu napětí pro dané podmínky měření. Aby tato konverze mohla fungovat a být vyhodnocena, je potřeba závislost definovat funkcí. Při měření se zařízením Dantec Streamline byla použita polynomická funkce 5.stupně pro definování závislosti rychlosti proudění na napětí na sondě pro daný rozsah. Kalibrace sondy pomocí kalibrační dýzy bylo prováděno vždy po sérii pěti měření.

Zařízení Dantec Streamline kontroluje při měření teplotu vzduchu, nicméně komplikace nastává v případě provedení experimentu, že vzduch vhaněný experimentální dýzou do místnosti je nasáván ve vedlejší místnosti, tudíž bylo vždy nutné zařízení před zahájením měření nechat běžet (vždy minimálně hodinu) do ustálení teploty v místnostech. Odvod vzduchu je realizován VZT potrubím s tlumiči hluku.

Pro určení výsledné nejistoty celého systému je provedeno následující rozdělení. Určení rozšířené nejistoty typu A opakovaným měřením sondou. Určení relativní chyby vlivem nepřesnosti polynomické funkce v daném rozsahu kalibrace sondy. Porovnání FFT spekter vytvořené z opakovaných měření stejného fyzikálního děje, kde je sledována frekvenční charakteristika, zdali nedošlo k rozptylu ve spektrech a dále je vyhodnocována nejistota typu A hodnoty amplitudy rychlosti.

7.1.1 Odhad nejistoty typu B proudových měření

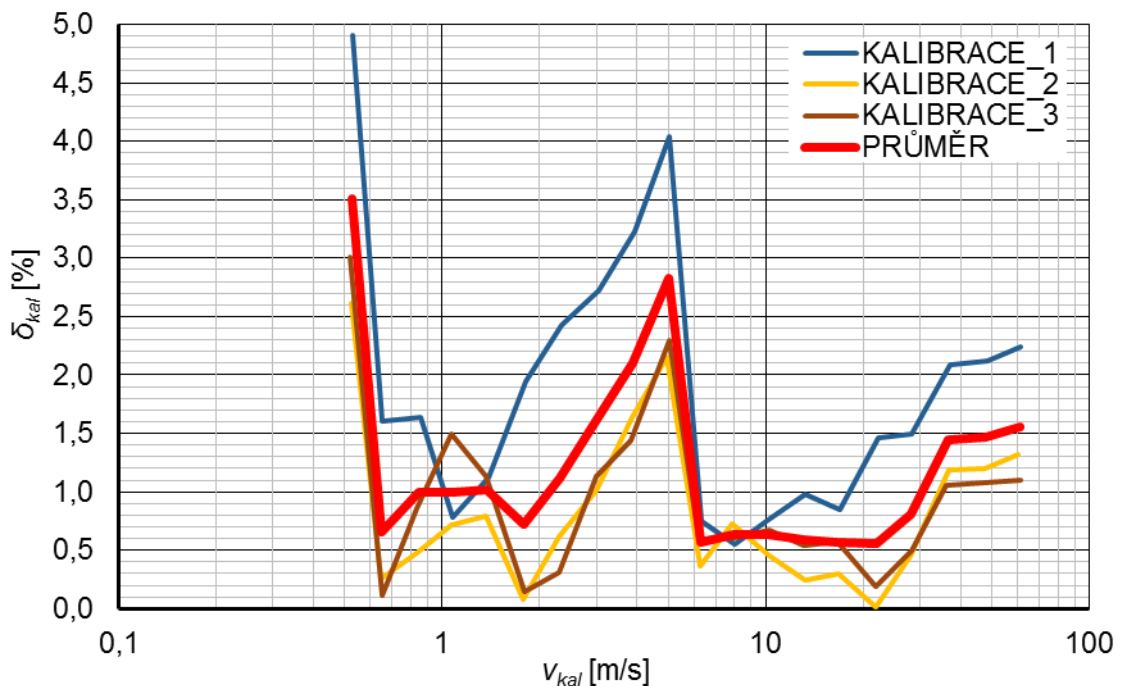
Měřicí rozsah sondy 55P11 je 0,5 až 60 m/s. V tomto rozsahu je také vždy ověřována na kalibrační dýze. Počet kalibračních bodů byl zvolen 20 s logaritmickým rozdělením. Pro každé měření, resp. po každé kalibraci, je tak definována nová polynomická funkce. Návrh, jak odhadnout kvalitu měření drátkovou anemometrií, je vyhodnotit rozdílnost výsledků polynomických funkcí oproti požadavku, jež je definován kalibrační dýzou. Vznikne tak závislost relativní chyby dle (7-3) $\delta_{v,kal}$ na rychlosti požadované kalibrační dýzou v_{kal} (požadované rychlosti se pro jednotlivé kalibrace nepatrně v řádech desetin, resp. tisícín m/s liší).

$$\delta_{v,kal} = 100 \sqrt{\frac{(v_{kal} - v_{pol})^2}{v_{kal}^2}} \quad (7-3)$$

kde je

$\delta_{v,kal}$ [%]	relativní chyba způsobená odchylkou výsledku rychlosti z polynomické funkce od požadované rychlosti dané kalibrační dýzou,
v_{kal} [m/s]	požadovaná rychlost definovaná kalibrační dýzou,
v_{pol} [m/s]	výsledná rychlost definovaná polynomickou funkcí.

Na Obr. 7-1 je vyhodnocena závislost relativní chyby $\delta_{v,kal}$ v závislosti na rychlosti proudění kalibrační dýzou a to pro 3 uvedené průběhy kalibrace 1 až 3, které byly provedeny s časovým odstupem. Zároveň je pro tyto 3 kalibrace uveden aritmetický průměr. Hodnota relativní chyby měření rychlosti je závislá na velikosti měřené rychlosti a lze ji rozdělit do 3 skupin. V nižších rychlostech je relativní chyba největší od 0,5 do 1 m/s s maximální hodnotou do 5 %, průměr do 3,5 %. Od 1 m/s do 10 m/s je maximální relativní chyba do 4 %, průměr je do 2,9 %. Pro nejvyšší rychlosti od 10 m/s do 60 m/s relativní chyba pozvolna stoupá a dosahuje maximální hodnoty 2,2 % a průměr do 1,5 %. Experiment popsany v kapitole 5, se věnuje rychlostem v rozsahu 3 až 18 m/s. Nicméně při zkoumání fluktuací je vyhodnocována i výrazně nižší rychlost, resp. vyšší, než je základní rozsah (hodnoty fluktuací dosahují i 50 % průměrné hodnoty). Jako výsledná relativní chyba měřicího řetězce Dantec Stream line bude uvažována maximální hodnota relativní chyby ve středním pásmu rychlosti 1 až 10 m/s dle Obr. 7-1, tj. $\delta_{v,kal} = 4 \% = \delta_B$ Tato relativní chyba bude uvažována jako nejistota typu u_B proudových měření.



Obr. 7-1 Závislost relativní chyby $\delta_{v,kal}$ na rychlosti kalibrační dýzou v_{kal} v logaritickém měřítku pro rozsah rychlosti 0,5 – 60 m/s.

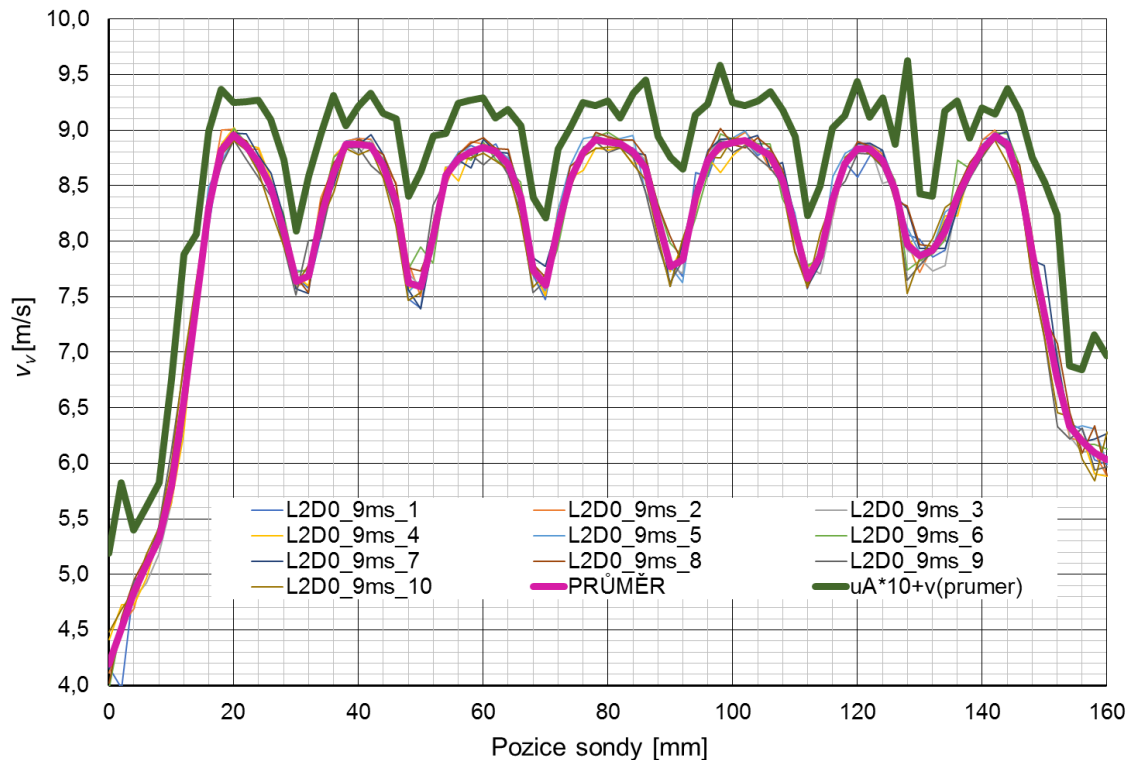
7.1.2 Odhad nejistoty typu A měření rychlosti a vyhodnocení celkové nejistoty měření rychlosti

Nejistota typu A pro měření rychlosti je vyhodnocena na základě hodnoty směrodatné odchylky dle vztahu (7-1) ze série 10 opakovaných měření varianty lopatek L2D_0° dle kapitoly 5 s uspořádáním podle základního konceptu měření lopatek na Obr. 5-3 pro rychlost proudění v ústí dýzy $v_s = 9 \text{ m/s}$. Na základě tohoto měření bude vyhodnocena rozšířená nejistota typu A a relativní chyba. Na Obr. 7-2 jsou uvedeny výsledky všech 10 opakovaných měření jako závislost rychlosti na poloze sondy drátkového anemometru ve vzdálenosti 30 mm nad lopatkami L2D_0° pro rychlost $v_s = 9 \text{ m/s}$ dle schéma Obr. 5-3. V diagramu je uveden aritmetický průměr pro danou polohu sondy a dále je zde zelenou čarou uvedena hodnota rozšířené nejistoty typu A přičtená k průměrné hodnotě. Z důvodu nízké hodnoty je nejistota typu A vynásobená deseti. Cílem je zlepšit přehlednost tak, aby bylo patrné, zdali v místech za lopatkami, kde jsou intenzivní vírové struktury, nedochází ke značnému rozptylu hodnot měření. Poloha sondy za lopatkami na Obr. 7-2 je v diagramu v místě propadu hodnoty rychlosti (za lopatkou je rychlost nejnižší). V krajních oblastech je sonda mimo dosah hlavního proudu dýzy, proto jsou okraje nejnižší. Poloha sondy za lopatkou nebo mezi lopatkami má jednoznačně vliv na hodnotu nejistoty typu A, která zde vlivem polohy sondy dosahuje maximální hodnoty $u_{A,MAX} = 0,17 \text{ m/s}$ a minimální hodnoty $u_{A,MIN} = 0,02 \text{ m/s}$. Tento rozptyl je jednoznačně způsoben vlivem vírových stezek za lopatkou. Jako referenční nejistota typu A je zvolena hodnota maximální, tj. $u_{A,MAX} = 0,17 \text{ m/s}$. Tato hodnota nejistoty typu A je vztažena k rychlosti proudění z dýzy $v_s = 9 \text{ m/s}$, nikoli k průměrné rychlosti změřené sondou v poloze 30 mm za lopatkami uvedené na Obr. 7-2. Rychlost proudění z dýzy reprezentuje rychlost, k níž se vztahuje hodnota aerodynamického hluku generovaného lopatkami, tj. jedná se o náběžnou rychlost nerozrušeného proudu.

Dle kapitoly 7.1.1 lze standartní nejistotu typu B určit z relativní chyby hodnoty $\delta_B = 4 \%$. Pro rychlost $v_s = 9 \text{ m/s}$ je to hodnota $\delta_{B,v=9 \text{ m/s}} = 0,36 \text{ m/s}$. Výslednou celkovou nejistotu u dle vztahu (7-2) lze potom pro rychlost $v_s = 9 \text{ m/s}$ zapsat jako:

$$v_s = 9,0 \pm 0,4 \text{ m/s}$$

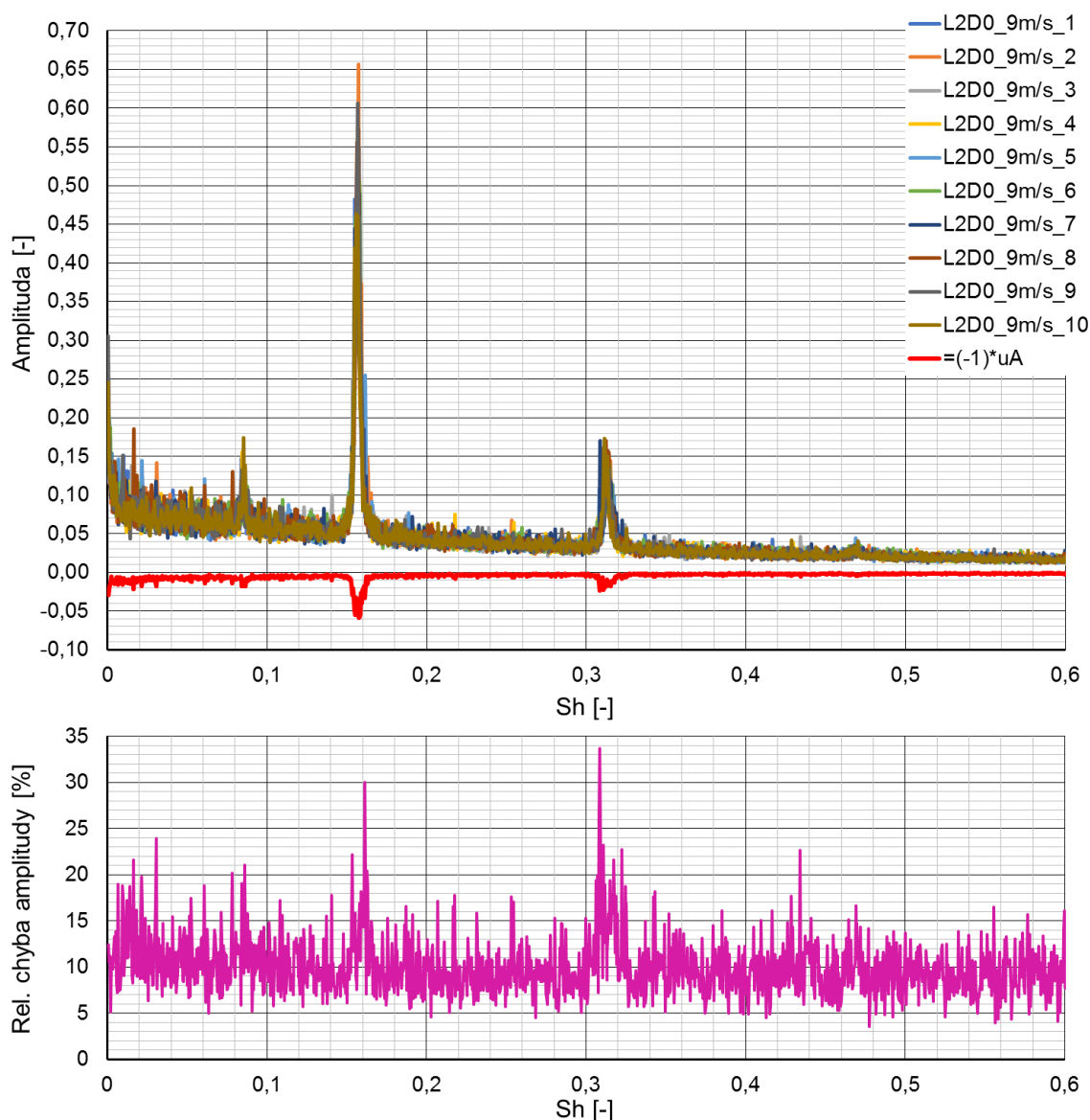
Pro vyjádření celkové nejistoty pro nižší, resp. vyšší rychlosti proudění poslouží hodnota relativních chyb. Pro nejistotu typu B je to $\delta_B = 4 \%$, pro nejistotu typu A je to $\delta_A = 1,8 \%$.



Obr. 7-2 Závislost průměrné rychlosti proudění měřené sondou 55P11 pro lopatky L2D_0° pro 10 opakovaných měření pro rychlost proudění z dýzy $v_s = 9 \text{ m/s}$ v závislosti na poloze sondy, tj. v místě 30 mm nad lopatkami (lopatky jsou umístěné 50 mm nad dýzou, viz Obr. 5-3).

7.1.3 Odhad nejistoty typu A vyhodnocení fluktuací rychlosti a celkové nejistoty fluktuací

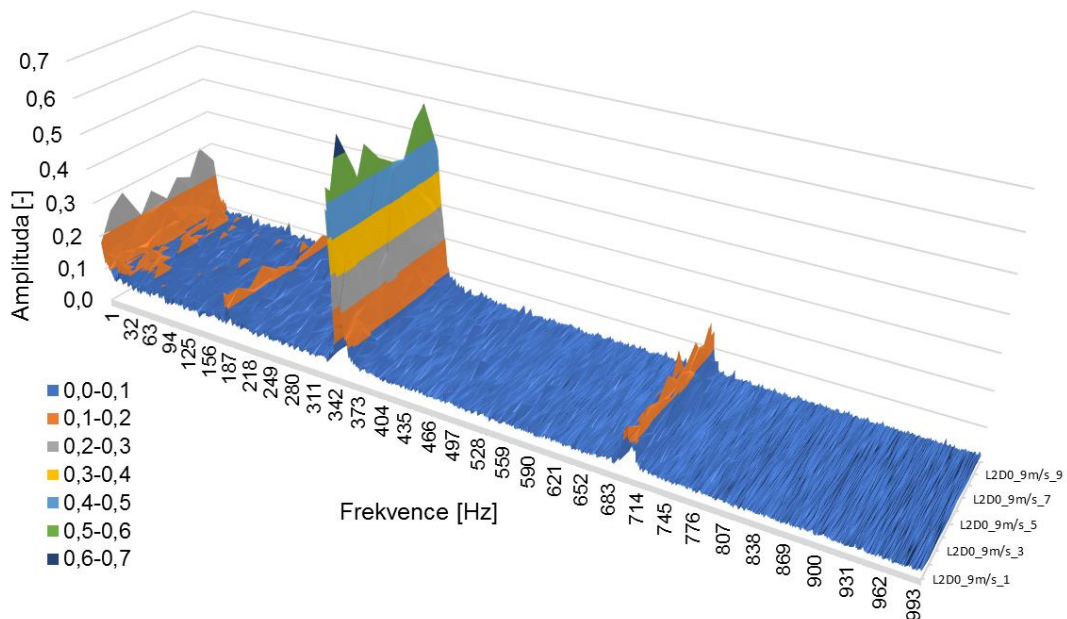
Cílem je odhalit, zdali při vyhodnocování FFT analýzy postprocesingem v Matlabu nedochází k rozptylu frekvenční charakteristiky fluktuací rychlosti, tj. jestli je spektrum amplitudy ustálené a o kolik se liší hodnoty amplitud rychlosti stanovené postupem a výpočtem dle kapitoly 5.1.4. Z deseti opakovaných měření provedených v předchozí kapitole 7.1.2. pro lopatky L2D_0° s rychlostí proudění $v_s = 9 \text{ m/s}$ bylo vyhodnoceno 10 spekter a hodnot fluktuací dle postupu v kapitole 5.1.4. Na Obr. 7-3 jsou uvedena všechna spektra amplitud z 10 měření a červeně je uveden průběh rozšířené standartní nejistoty typu A u_A dle vztahu (7-1) převedené pro přehlednost do záporných čísel, tj. $u_A \cdot (-1)$. V diagramu Obr. 7-3 dole je současně uveden průběh relativní chyby amplitudy.



Obr. 7-3 Horní diagram prezentuje výsledek FFT spekter fluktuací rychlosti pro 10 opakovaných měření lopatek L2D_0° s rychlostí proudění $v_s = 9$ m/s, výsledná rozšířená nejistota typu A převedená do záporu, v závislosti na Strouhalově čísle.

Spodní diagram představuje vyhodnocení relativní chyby amplitudy δ_A .

Z výsledků FFT analýzy opakovaných měření a průběhu rozšířené standardní nejistoty typu A na Obr. 7-3 horní diagram je patrné, že největší výchyly hodnoty nejistoty u_A dosahuje měření v místech největších výchylek amplitud, zároveň v místech peaků v FFT spektru dosahuje hodnota relativní chyby až **34 %**. Nejnižší hodnota relativní chyby cca 5 % je v místech mimo výrazné peaky v FFT spektru, tj. v místech mimo vliv intenzivních vírů vytvářejících se za lopatkou. Nicméně tvar spektra amplitud, resp. umístění dominantních peaků ve spektru, je prakticky nezměněné pro každý z deseti náměrů, což dokládá 3D diagram na Obr. 7-4, kde je uvedeno všech 10 spekter fluktuací rychlosti z provedených měření.



Obr. 7-4 3D diagram deseti FFT spekter fluktuací rychlosti pro 10 opakovaných měření lopatek L2D_0° s rychlostí proudění $v_s = 9 \text{ m/s}$ v závislosti na frekvenci.

Tato analýza nejistoty typu A amplitud fluktuací rychlosti potvrdila celkem vysokou relativní chybu v úrovni 35 % měřeného vyhodnocovaného výsledku amplitudy. Tato chyba je výrazně nad chybou způsobenou kalibrací sondy, tj. vliv nejistoty typu B. V analýzách experimentu v kapitole 5 bylo potvrzeno, že největší vliv na aerodynamický hluk mají dominantní peaky ve spektru fluktuací. Proto celková chyba měření vyhodnocování amplitudy rychlosti je relativní chybou s hodnotou **34 %**. Rozptyl tvaru spektra fluktuací nebyl zaznamenán, tj. pozice dominantních peaků v FFT analýze je „ustálená“.

Vysoká hodnota relativní chyby je důsledkem výrazně nestacionárního průběhu fyzikálního děje. Délka vyhodnocování každého bodu při měření drátkovou anemometrií je 1 s. Ve vztahu např. k měření akustického tlaku je to 20x méně (zvuk je hodnocen jako ekvivalentní hladina akustického tlaku z délky měření 20 s). Zároveň je hodnota amplitudy rychlosti vyjádřena základní funkcí FFT, není zde přepočten na decibely, jako je tomu u zvuku. Pokud by hodnota 34 % relativní chyby fyzikální veličiny byla přepočtena na decibely jako změny hladiny akustického tlaku, je změna 34 % ekvivalentem 1,3 dB, tj. výrazně pod běžným údajem nejistoty měření zvuku 2 dB.

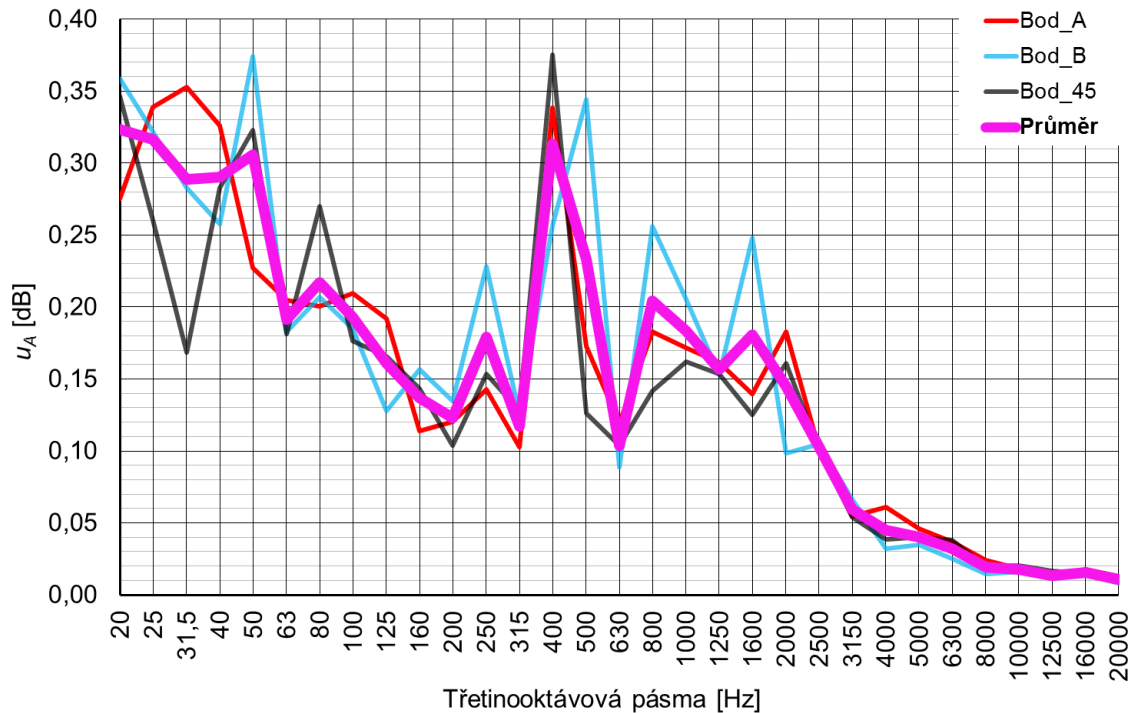
7.2 Nejistota měření zvuku

Měření zvuku (a vibrací) bylo provedeno měřicí aparaturou B&K Pulse 356-B-140 umožňující zapojení až 5-ti kanálů, tj. 5 mikrofonů (nebo 4 mikrofony a jednoosé čidlo vibrací). Mikrofony byly použity půlpalcové kondenzátorové mikrofony. Princip funkce mikrofonu spočívá ve vychýlení tenké membrány vlivem změny tlaku (akustický tlak), které následně vede ke změně napětí v mikrofonu. Tento signál je pak zpracováván v tělese zvukoměru. Celý systém provádí vyhodnocení elektrického signálu jako akustického tlaku (u vibrací jako rychlost vibrací) a zároveň provádí spektrální analýzu. Výsledkem měření je tak spektrum hladiny akustického tlaku (nebo rychlosti vibrací) v daném frekvenčním pásmu za daný časový krok (vzorkování bylo každou 1 s). Byla vyhodnocována ekvivalentní hladina akustického tlaku za dobu 20 s.

Kondenzátorové mikrofony se běžně užívají také ve venkovním prostoru např. pro měření dopravního hluku. Mikrofony tak musí odolávat klimatickým změnám zejména při delších např. 24 hodinových měření, kdy se mění teplota běžně o 25 °C (rozdíl den a noc) a zejména se mění relativní vlhkost vzduchu. Běžně je uváděna celková standardní nejistota pro akustická měření $u = 1,8 \text{ dB}$. Největším problémem membránových kondenzátorových mikrofonů není teplotní nebo vlhkostní změna, nýbrž jemný prach, který v kombinaci s vodními parami může ovlivnit, nebo zpomalit činnost membrány. Dále pak při intenzivním slunečním svitu dochází ke zkreslení signálu, jeho tlumení, vlivem zahřátí kabelů propojujících mikrofon a zvukoměr (teplem vzroste odpor systému). Měření experimentu v rámci této disertační práce probíhala v uzavřené laboratoři v čistém prostředí.

7.2.1 Odhad nejistoty typu A měření aerodynamického zvuku

Standardní rozšířená nejistota typu A dle (7-1) je určována pro třetinooktávová pásma v rozsahu 20 až 20000 Hz. Pro potřeby nejistoty bylo provedeno 13 opakovaných měření aerodynamického zvuku dle kapitoly 5.1.2, tj. ve vzdálenosti 1 m od středu dýzy pod úhlem 45° od osy dýzy v 8-mi bodech rovnoměrně kolem dýzy, pro lopatky L1D_0° pro rychlost proudění $v_s = 12 \text{ m/s}$. Vyhodnocení nejistoty u_A je provedeno v bodech specifických z hlediska směrovosti dipólového zdroje typu obtékání lopatek, tj. v bodech **A** = půdorysně kolmo na lopatku, **B** = půdorysně v ose lopatky, **45** = 45° od osy lopatky, a to ve vzdálenosti 1 m od středu vždy pod úhlem 45° od osy **x** dýzy, viz *Obr. 5-3A*. Na *Obr. 7-5* je uvedeno vyhodnocení nejistoty u_A pro každý bod měření **A**, **B** a **45** a dále je zde uveden logaritmický průměr těchto nejisto pro jednotlivé body. Výslednou standardní rozšířenou nejistotu typu A pro měření zvuku lze uvažovat jako maximum z průměrných hodnot nejistot, a to v rozsahu od 80 Hz výš, kdy se projevuje aerodynamický zvuk od obtékání lopatek. Jedná se o hodnotu $u_A = 0,3 \text{ dB}$.



Obr. 7-5 Rozšířená standardní nejistota typu A pro každý bod měření **A**, **B** a **45** a dále logaritmický průměr těchto nejisto pro lopatky $L1D_0^\circ$ při rychlosti $v_s = 12 \text{ m/s}$.

7.2.2 Odhad standardní nejistoty typu B měření aerodynamického zvuku a stanovení celkové nejistoty

Dle metodického návodu [41] lze pro měření v interiéru a pro hluk s odstupem o více jak 10 dB nad hluk pozadí uvažovat s nejistotou $\pm 1,5 \text{ dB}$. Toto platí pro autorizovaně ověřené zvukoměry 1.třídy přesnosti. Provedené kalibrování (justování) autorizovaným kalibrátorem během měření hluku potvrdilo maximální výchylku mikrofonů do 0,1 dB. Byl použit kalibrátor CESVA SP typu CB 006, v.č. 901127, kalibrační list č. 8012-KL-10035-19. Pro měření zvuku v laboratorních podmínkách, kde je ustálená teplota vzduchu, nehrozí otřesy ani nárazy při manipulaci, lze předpokládat nejistotu typu B dle [41], i když nebyl zaručen odstup zvuku pozadí a měřeného zdroje 10 dB. V případě laboratorních měření ustálených zdrojů to lze zanedbat, jelikož je zdroj definován třeba jen v úzkém spektrálním rozsahu oproti zvuku pozadí, a hodnotí se třeba jen nepatrné změny. Hodnota standardní nejistoty typu B $u_B = 1,5 \text{ dB}$. Celková standardní nejistota pro akustická měření dle vztahu (7-2) je v úrovni $u = 1,5 \text{ dB}$.

8. Shrnutí a dílčí závěry

Experiment byl prováděn kombinací měření hladin akustického tlaku, hladin rychlosti vibrací a zjišťování spekter fluktuací rychlosti proudění. Základní koncept experimentu spočívá v umístění lopatek VZT v sestavě celých mříží nad tichý proud vzduchu z dýzy o průměru 150 mm a to do výšky 50 mm nad dýzu z důvodu neovlivnění tlakových poměrů ve válcové části dýzy, viz kapitola 5.1.1. Při tomto umístění nedochází ke změně statického tlaku ve válcové části před dýzou, tudíž je i rychlost proudění z dýzy stejná jako v případě volného výtoku. Rychlost proudění vzduchu z dýzy v_s tak mohla být nastavována podle proudění z volné dýzy, nikoliv měřením před lopatkami. Má to však za následek přítomnost rušivých vlivů výrazně turbulentní smykové vrstvy kolem jádra proudu.

8.1 Metodika měření

Fluktuace rychlosti proudění byly vyhodnocovány výkonným zařízením Dantec stream line vzorkovacím způsobem v dráze nad lopatkami. Drátková sonda byla použita jednorozměrná 55P11. Měření drátkovými sondami je náchylné na natočení sondy vůči směru proudění. Dle výsledků zkoumání natočení sondy v kapitole 5.2.1 je změna měřené rychlosti při natočení do os **Y** a **Z** vůči ose **X** (směr proudění z dýzy) v úrovni +10 až +30 %. Sonda 55P11 je tvořena vidlicí, mezi jejímiž hroty je ochlazovaný drátek, který je směřován proti směru proudění. V této poloze nedojde k ochlazování samotné vidlice sondy, resp. na tuto polohu je provedena kalibrace. Pokud dojde k vychýlení od osy **X**, bude vidlice ochlazována proudem vzduchu a tím dojde ke zvýšení napětí na sondě (snížením odporu) a přístroj vyhodnotí zvýšenou měřenou rychlostí. Dle manuálu Dantec [19] může být procentuální rozdíl při úhlu natočení sondy o 90°, tj. v osách **Y** a **Z**, v úrovni cca +20 %, což bylo i ověřeno v experimentu v kapitole 5.2.1. Výrazný pokles měřené rychlosti pak nastává v případě, že je sonda 55P11 vystavena drátkem rovnoběžně s prouděním (cca -20 % už při úhlu 40°) [19]. Při natáčení sondou se nemění frekvenční poloha jednotlivých peaků, tj. nezávisí na poloze sondy 55P11 v osách **X**, **Y** a **Z**. Závisela by, kdyby byl drátek rovnoběžně se směrem proudění, žádné fluktuace by se nenaměřily.

Přítomnost lopatek v proudu vzduchu z dýzy způsobuje výrazné fluktuace pro pozici 0° natočení vůči proudění z dýzy. V pozici 0° jsou zároveň částečně tlumeny fluktuace ve smykové krajní oblasti, jež je patrná vždy v pozicích sondy 1-10 a 71-81 dle Obr. 5-27 až 5-29, viz kapitola 5.2.2. S rostoucí rychlostí pro natočení lopatek 0° vliv smykové vrstvy klesá. Pro všechny typy lopatek platí, že pro natočení lopatek 0° má smyková vrstva kolem jádra proudu zanedbatelný vliv. Ta totiž generuje vždy nižší maxima fluktuací (navíc se jedná o výrazně menší oblast, než má jádro proudu). Pro vyšší rychlosti se tyto fluktuace vytrácí a zároveň tyto frekvence jsou mimo sledovanou oblast z hlediska zvuku, resp. tato frekvenční pásma (zejména pod 80 Hz) nejsou nosnými frekvencemi z hlediska generování zvuku. Pro natočení lopatek 15°, je však

situace oproti 0° odlišná. Hodnoty amplitud fluktuací pro nosné frekvence v oblasti jádra proudu jsou sice pro natočení lopatek patrné, jsou však výrazně nižší a částečně v podobné úrovni jako v krajní oblasti smykové vrstvy. Dokonce pro vyšší rychlosti od 9 m/s jsou amplitudy fluktuací za lopatkami v oblasti smykové vrstvy vyšší než za lopatkami umístěnými v jádru proudu. Vliv turbulentního proudění ve smykové vrstvě kolem jádra proudu pro natočení lopatek 15° bude již mít vliv i na generovaný zvuk. Pro úhel 30° a 45° lopatky způsobují obecně výraznou turbulenci, nicméně vliv smykové vrstvy je patrný podobně jako při úhlu 15° . Pro vyšší rychlosti 18 m/s je však vlivem natočení lopatky do úhlu 30° a 45° smyková vrstva částečně vyrušena a do popředí se dostává maximum amplitudy v oblasti jádra proudu.

Z hlediska turbulence nabíhajícího proudu při obtékání předmětů, má výrazný vliv hodnota Reynoldsova čísla, viz kapitola 5.2.3. Při obtékání válce je generování zvuku silně závislé na struktuře nabíhajícího proudu. Presentované výsledky válce jsou při rychlosti 12 m/s a charakteristické rozměru 4 mm s hodnotou $Re = 3609$, tj. v oblasti pod kritických Re v rozmezí $400 \leq Re \leq 10^5$ [59]. V publikacích o obtékání válců je věnována největší pozornost kritické oblasti Re , zatímco podkritické oblasti Re nikoliv. Lopatka generuje zvuk při obtékání nezávisle na struktuře nabíhajícího proudu. Porovnávané lopatky L1 vykazují pro 12 m/s a charakteristický rozměr (šířka lopatky) 20 mm hodnotu $Re = 18045$, jsou tedy ve stejné podkritické oblasti Re jako válece. U válce je vliv proudění zásadní z důvodu jednoduché geometrie. Oproti lopatkám totiž nemá žádný generátor zaručené turbulence, jako je právě tvar lopatek. Rozšířená část lopatky tak funguje jako generátor turbulence, následné odtržení za lopatkou se již odehrává nezávisle na nabíhajícím proudu tekutiny.

Fluktuace rychlosti rozrušeného proudu za lopatkami se začínají projevovat od vzdálenosti cca 12 mm nad lopatkou, pro vyšší rychlosti 12 m/s je začátek fluktuací cca od 14 mm za lopatkou. V této poloze zároveň dosahují amplitudy nejvyšších hodnot, postupně pak klesají. Spektrum fluktuací rychlosti se však v zásadě nemění, pouze s rostoucí vzdáleností od předmětu dochází k útlumu výrazných peaků na charakteristických Strouhalových číslech, viz kapitola 5.2.4. Paradoxem z provedených měření dosahu fluktuací je fakt, že samotný váleček v pozici 50 mm nad dýzou vykazuje vyšší hodnoty fluktuací pro rychlost 12 m/s, než lopatka L1D_0°, přičemž generování zvuku od válce při náběžném proudění bez turbulence, tj. měřený případ, je mnohem tišší (maximum ve spektru zvuku je řádově rozdíl $\Delta L_p = 30$ dB), než lopatka L1D_0°, viz kapitola 5.2.3. To je zavádějící výsledek, jelikož dle teoretické části, vztahy (4-98) a (4-99), je hlavním parametrem generování zvuku dipólu a monopólu fluktuace rychlosti, která bezprostředně ovlivňuje následný tlakový rozruch do okolí šířící se jako zvukové vlny. Na druhou stranu prováděná měření fluktuací rychlosti dle kapitoly 5 zachytila pouze vliv dipólového zdroje zvuku za lopatkou, nikoliv kombinaci monopólu a dipólu před lopatkou vlivem fluktuujících odporových sil.

8.2 Souhrnné vyhodnocení experimentu

Se vzrůstajícím úhlem natočení lopatek, dochází ke zvýšení hladiny akustického tlaku A. Pro úhel 0° jsou nejhlučnějšími lopatkami L1 a L2 v pozicích D, tj. rozšířenou částí proti směru proudění vzduchu. Rozdíl je do 8 dB pro korigované hodnoty váhovým filtrem A. Lopatky L3, L1H a L2H jsou pro úhel 0° ve stejné úrovni. Pro úhel natočení 15° jsou nejhlučnější lopatky L1H a L2H pro rychlosti do 9 m/s (o cca 3 dB oproti ostatním), od 9 m/s jsou lopatky ve stejné úrovni. Lopatky L3, L1D a L2D jsou pro úhel 15° ve stejné úrovni. Pro úhel 30° jsou nejhlučnějšími lopatkami L1H do 9 m/s. Lopatky L2D a L1D (rozšířenou částí proti proudu vzduchu) pro úhel 30° jsou méně hlučné o cca 4 až 8 dB, resp. 3 až 5 dB, než tichý typ lopatek L3. Pro úhel 45° jsou lopatky L2H a L3 ve stejné úrovni, nicméně tichý typ L3 je o cca 2 dB hlučnější, naopak poloha L2D je pro 45° tišší až o 7 dB. U lopatek L3 se pro úhel 45° pravděpodobně projevuje vliv úzké mezery.

Průběh hladin akustického tlaku od vibrací téměř kopíruje, i když s menšími rozdíly, průběh hladin rychlosti vibrací, které jsou způsobeny rozdílnou hodnotou vlnového čísla k , jež ovlivňuje hodnotu činitele vyzařování zvuku σ . Jednotlivé dominantní peaky ve spektru rychlosti vibrací se pro rychlost proudění mění, někdy i skokově. Nejedná se o plynulé zvyšování frekvence s rostoucí rychlostí proudění jako je tomu u fluktuací proudění. Platí závislost, čím je hodnota frekvence peaku ve spektru vibrací nižší, tím je i nižší činitel vyzařování a tím je i nižší výsledná hladina akustického tlaku. Ve většině případů je hladina akustického tlaku od vibrací vždy menší s odstupem min. 5 dB, spíše o 10 dB a více, oproti změřeným hodnotám hladin akustického tlaku. Výjimkou jsou pouze 3 případy: L1D_0° $v_s = 6 \text{ m/s}$ nižší o -1,9 dB, L2D_0° $v_s = 6 \text{ m/s}$ nižší o -4,5 dB, L2H_0° $v_s = 18 \text{ m/s}$ nižší o -1,9 dB. Vibrace na výsledný zvuk mají zanedbatelný vliv, aerodynamický zvuk je způsoben vždy od turbulentního proudění za tělesem. Dominantní peaky rychlosti vibrací lopatek se projevují na stejných frekvencích bez ohledu na rychlosti proudění vzduchu z dýzy nebo natočení lopatek. V kapitole 5.3.4 Tab. 5-2 jsou uvedeny frekvenční pásma 3 největších peaků ve spektru rychlosti vibrací lopatek, které se opakují nejčastěji. Lze předpokládat, že se jedná o vlastní frekvence kmitů lopatek, rozdílné oblasti frekvencí pro typ L1, L2 a L3 jsou způsobeny odlišnou konstrukcí.

Vedle vyhodnocování FFT spekter fluktuací rychlosti proudění za lopatkami bylo ještě prováděno vyhodnocení intenzity turbulence, viz kapitola 5.3.3. Bylo zjištěno, že intenzita turbulence se pro dané případy lopatek L1, L2 a L3 prakticky nemění, v okrajové části v místech smykové vrstvy je intenzita turbulence největší, u samotné dýzy dosahuje smyková vrstva hodnot $I_T = 0,5 - 0,6$, přidáním lopatek se v okrajové části smykové vrstvy částečně utlumí, nicméně je vyšší než ve středové části intenzivních vírů za lopatkami. Za lopatkami v části jádra proudu se intenzita turbulence prakticky nemění, dosahuje hodnot $I_T = 0,2 - 0,3$, zatímco právě v této oblasti se projevují intenzivní víry za lopatkou, které mají největší vliv na generování zvuku. Z této úvahy lze vyvodit závěr, že intenzita turbulence není vhodným ukazatelem pro rozbor

proudového pole z hlediska dohledání příčin vzniku aerodynamického hluku. Zdůvodněno je to samotnou definicí intenzity turbulence, která představuje průměr za daný časový úsek, nicméně FFT analýza fluktuací definuje míru (amplituda) a frekvenci opakujících se dějů.

Hodnota konstantního Strouhalova čísla v rozsahu rychlostí $v_s = 3 - 18$ m/s pro lopatky L1, L2 a L3 je platná pro fluktuace proudění nebo akustický tlak pouze pro omezené nastavení lopatek pro nejvyšší peak a už velice omezeně pro druhý nejvyšší peak. Největší koncentrace $Sh = konst.$ je pro úhel natočení 0° , dále pro 45° a poslední 30° . Pro úhel 15° se tato lineární závislost téměř nevyskytuje (pouze pro L3). Co se týče vzájemné korelace mezi fluktuacemi proudění a generovaným aerodynamickým hlukem je platná pouze pro nastavení a typ lopatek L2D_0° a L2D_45°. U ostatních lopatek a úhlů natočení se vyskytuje $Sh = konst.$ buď pouze pro fluktuace proudění, nebo akustický tlak, popř. tam tato závislost není definována. Neznamená to ale, že by nebyla daná frekvence fluktuací způsobující daný akustický tlak nebo vibrace obsažena ve spektru fluktuací. Pouze se jen nejedná o dominantní peak ve spektru. Ze změřených výsledků, kde platí $Sh = konst.$, se nejvíce vyskytuje hodnota v rozsahu $Sh = 0,15$ až $0,17$. Výjimku tvoří $Sh = 0,29$ pro L1H a $Sh = 0,65$ pro L3. U druhého největšího peaku je hodnota Sh definována pro vyšší frekvence, pouze pro typ L2D je hodnota druhého peaku v nižších frekvencích. Pro válce je udávána hodnota Strouhalova čísla $0,19$ (pro Re větší jak 2000).

Frekvenční porovnávací analýza v kapitole 5.3.4 cílila na vytvoření podobnosti mezi ději, podobně jako třeba u otáček stroje a generovaného akustického tlaku. V plynném prostředí neplatí přirozené frekvence materiálu jako u pevných látek (na nichž se vibrace dominantně přenáší, viz analýza rychlosti vibrací v kapitole 5.3.4). Dominantní frekvence vygenerovaná zdrojem (otáčková, lopatková, ...) se objeví i ve spektru akustického tlaku jako peak nebo v jeho násobcích. Nicméně vzhledem ke složitosti turbulentního proudění, zejména jeho „volnosti“ v trojrozměrném prostředí, jsou pohyby tekutiny velice obtížně zaznamenatelné. Zároveň je obtékání lopatek složeno ze zdrojů monopól a dipól. Generování celkového aerodynamického hluku lze rozdělit na monopól způsobený fluktuující odporovou silou na náběžné straně lopatky a dipól způsobený fluktuujícími setrvačnými příčnými silami od odtrhávajících se vírů za lopatkou. Měření drátkovou anemometrií za lopatkou postihne pouze fluktuace vírů za lopatkou. Není ovšem vyhodnocován pohyb tekutiny od nárazu vzduchu do lopatky.

Z výsledků 1/3 oktávových spekter je patrný výrazný tónový charakter generovaného zvuku dle [43], tzn. příslušné hygienické limity hluku se snižují o 5 dB. V 1/3 oktávových spektrech aerodynamického hluku od koncových lopatek VZT mříží je patrná tónová složka u každého spektra do 12 m/s. Dokonce se zde vyskytují i 3 tónové složky ve spektru najednou. U nižších rychlostí proudění (do 12 m/s) se intenzivní vírové stezky za tělesem více projevují oproti okolnímu proudění. Pokud se rychlost zvýší (míněno hraniční rychlost 18 m/s), vírové stezky za lopatkami se vzájemně ovlivňují, čímž se vyruší výrazné peaky ve spektru. V nižších rychlostech se tak vytváří více

tónových složek než pro větší rychlosti pro daný případ lopatkových mříží koncových elementů VZT. Nižší rychlost proudění znamená při definici Strouhalova čísla i nižší frekvence vírové stezky, a proto nemusí být tónová složka vyhodnocena dle [43], jelikož může být nižší než křivka prahu slyšení, což se tak i v provedeném experimentu dělo. Nejvíce hodnotitelných tónových složek dle NV je pro úhel natočení 0° a 45° , pro úhel 0° je obecně nejvíce tónových složek. Nejméně tónových složek má úhel natočení 15° .

Pro úhel natočení 0° lze uvažovat, že jsou výsledky nejméně ovlivněny rušením od turbulence ze smykové vrstvy kolem jádra proudu. Při úhlu natočení 0° lze tak hodnotit aeroakustické vlastnosti lopatek. Lopatky L3, tzv. „tiché lopatky“, v úhlu natočení 0° vykazují nejmenší rozptyl **Sh** pro tónové složky a to **Sh** = 0,1 – 0,15. Je to vlivem širšího rozměru lopatek **D**L3, který způsobuje posunutí frekvence odtrhávání vírů do nižších hodnot, což i zapříčiní to, že ve výsledném třetinooktávovém spektru není v tolika případech definována tónová složka. Pro lopatky L1H a L2H je rozsah hodnot **Sh** = 0,05 – 0,25, s tím, že hodnota **Sh** stoupá při klesající rychlosti, což má za následek to, že se tónová složka více projeví ve slyšitelném spektru. Nejhorší případ aeroakustického tvaru lopatek je poloha D, tj. L1D a L2D, širší částí proti proudu. V této poloze totiž lopatky vykazují největší rozptyl hodnot **Sh** = 0,05 – 0,45, což nejvíce zvyšuje riziko výskytu tónové složky v slyšitelné části spektra. Pro úhly natočení 15° a 30° je výskyt tónových složek do hodnoty **Sh** = 0,25, pro úhel 30° se výrazně vyskytují tónové složky pro polohu H, L1H a L2H a to i hodnotitelné dle NV [43]. Pro úhel 45° dojde ke vzniku výrazné tónové složky u lopatek L3, a to pro **Sh** = 0,45 – 0,5, což je důsledek výrazně zmenšené mezery mezi lopatkami dané jejich natočením. Zde jsou však již výsledky značně ovlivněné smykovou vrstvou.

9. Teoretický a praktický přínos

Hlavním přínosem této disertační práce, jež spadá do oboru technické akustiky a oblasti techniky prostředí, je redukce zvuku, resp. rušivého hluku, generovaného při proudění vzduchu kolem stacionárních těles, koncových lopatkových mříží vzduchotechnické potrubní sítě. Získané znalosti a výsledky z experimentu a simulačních výpočtů jsou použity pro snížení emise aerodynamického zvuku, který je prakticky neoddělitelnou součástí generování hluku z rozvodů vzduchotechniky zejména koncových elementů lopatkových mříží.

9.1 Teoretický přínos

V této práci je proveden komplexní rozbor aerodynamického hluku při obtékání lopatek koncových elementů VZT se snahou nalézt podstatu jeho vzniku. V kapitole 4 je v samotném úvodu představena základní analogie mezi proudovým a akustickým polem, jejich vzájemná podobnost a rozdílnost. Celý popis je založen na základních principech definice pole a základních rovnicích mechaniky tekutin, tj. rovnice zachování hmoty, pohybová rovnice a rovnice zachování energie. Výsledkem hledání příčin vzniku aerodynamického hluku rešeršním způsobem, nikoliv vlastní definicí, je uvedení čtenáře do problematiky popisu aerodynamického zvuku základní rovnicí pro jeho výpočet při zmíněném případě aerodynamického hluku od proudění přes lopatky VZT. Základní popis generování akustického tlaku spočívá v provedení rozdělení výsledného proudového pole do jednotlivých teoretických zdrojů zvuku monopól, dipól a kvadrupól, jejichž vzájemná syntéza vytváří aerodynamický zvuk. První dva zdroje, monopól a dipól, představují fluktuující odporové síly před tělesem a příčné setrvačné síly za tělesem, které jsou při nízkých Machových číslech dominantní a lze je definovat funkcí s plošným integrálem, který je možné simulovat dostupnými CFD nástroji. Zdroj kvadrupól je zapříčiněn turbulencí a projevuje se v objemu, nikoliv v ploše, což vede k definici pomocí objemového integrálu. Řešit objemový integrál v CFD simulacích je časově výrazně náročnější. Význam kvadrupólu roste s rychlostí proudění, jeho hlavním působením jsou proudové motory a rotory helikoptér. Pro řešenou problematiku obtékání VZT lopatek, tj. pro nízká Machova čísla, je v CFD kvadrupól zanedbáván, jelikož představuje pouze malý vliv na celkový generovaný akustický tlak a pro celé řešení to představuje značné zrychlení výpočtu. CFD výpočty jsou zajisté budoucnost vědy a v této práci je jim věnována pozornost právě kvůli zavedení teoretických vztahů do praktických a názorných ukázek, jak celá věc funguje. Pro experiment je totiž úroveň uvedené teorie de-facto nepoužitelná, pro CFD simulace je to však zcela zásadní.

Turbulence je nestacionární děj, při jehož simulaci je komplikované nacházet kontrolní metody správnosti výpočtu. Výsledky měření aerodynamického zvuku lze použít pro kontrolu správnosti modelu, což bylo také použito v této práci. V zásadě je simulace aerodynamického zvuku vždy výš než experiment, zároveň v případě

komplikovanějšího tvaru dochází k posunutí akustického spektra do nižších frekvencí oproti experimentu. Podobných výsledků je dosaženo v [37], kde byl prováděn výzkum generování zvuku od křídla větrné elektrárny pro rychlost $v_s = 43,8$ m/s a $Re = 3 \cdot 10^6$, a to za použití simulace LES+FW-H. V simulaci LES [37] vyšel peak na hodnotě ~110 Hz, zatímco v experimentu na hodnotě 150 Hz, a to s rozdílem o cca 10 dB je simulace výš. V simulaci LES+FW-H provedené pro lopatku L1D_0° uvedené v kapitole 6.4.1 vyšel peak na hodnotě 343 Hz oproti experimentu, který je na hodnotě 434 Hz, s tím, že hodnota peaku simulace je o 7 dB výš. Lze konstatovat, že ve vlastní simulaci L1D_0° a v literatuře [37] je dosaženo podobných rozdílů simulace vs. experiment. Důvod rozdílu ve frekvenci peaku simulace a experimentu může být v zásadě základní nastavení simulace. Nastavení konstanty Smagorinsky Lilly C_S , která dle [54] může být 0,1 až 0,18, v simulaci bylo defaultně ponecháno 0,1. Zároveň se nabízí možnost užití jiného modelu pro odhad dění v nejmenších měřítkách než použití subgrid modelu Smagorinsky Lilly. Turbulence je širokopásmový děj, malá měřítká, ty úplně nejmenší disipační přenosy ovlivňují ty úplně největší měřítká velkých vírů s dynamickými účinky. Pro velikosti nejmenších měřítek dle (4-108), tj. menší jak Taylorovo mikroměřítko (4-107) nebo turbulentní mikroměřítko (4-105), je použit zjednodušený jednorozměrný subgrid model Smagorinsky Lilly. Tím je zároveň zavedena do procesu simulace chyba, která se pravděpodobně projeví v ne zcela správné frekvenční definici akustického spektra. Zároveň je nutné poukázat na velice dlouhý výpočetní čas, který úloha zabere (cca 14 dnů) k dosažení výsledků. Pokud se bude simulace více zabírat přímým řešením i těch nejmenších měřítek, bylo by třeba použít, tzv. přímou simulaci. Ta je ovšem zcela mimo reálné možnosti výpočetní kapacity v podstatě jednoduché úlohy, jako je obtékání stacionárních lopatek.

Výsledky správnosti simulace při užití LES+FW-H v porovnání s experimentem ovlivňuje také značně hodnota Reynoldsova čísla. Pro válec v kapitole 6.4.2 je dosaženo zcela rozdílných výsledků generování aerodynamického hluku ze simulace LES+FW-H a experimentu už pro hodnotu $Re = 3609$. V experimentu při nerušeném proudu vykazující nízkou turbulenci, nedochází vůbec ke vniku výrazného peaku ve spektru akustického tlaku, úplný opak toho, co definuje simulace. Tak aby experiment vytvořil intenzivní peak při $Re = 3609$ pro válec o průměru 4 mm, je nutné, aby nabíhající proud byl výrazně turbulentní v celé délce z aerodynamického zdroje. Závěrem lze konstatovat, že pro nízké hodnoty Re není nastavení simulace správně, resp. je třeba do simulace zavést parametr, který by chování tekutiny tlumil. Např. zohlednit fluktuující hustotu (tím se však neuplatní zjednodušení Reynoldsova středování a bude nutné užívat hmotnostně podmíněné středování dle Favreho [48]) nebo zvýšení parametru C_S [54] používaný pro výpočet turbulentní viskozity, nebo zohlednit drsnost obtékaného předmětu (defaultně bylo nastaveno pro smykové síly na povrchu „no slip“, tj. bez tření), popř. další řada konstant nastavení simulace LES. Pro vyšší Reynoldsova čísla $Re \sim 18000$ použitá u lopatek L1D_0° a Čočka_0° je simulace LES+FWH pořád výš než experiment, avšak v podobných intencích jako výsledky experimentu.

Simulace turbulence a aerodynamického zvuku je bezesporu budoucnost. V současné době je možné výpočty provádět v řádech týden až dva. Samotné provedení experimentu je v celku jednoduchá záležitost, avšak se jedná o časově i finančně náročnou realizaci zejména měřicí tratě. Každopádně ověření správnosti simulace turbulence při obtékání předmětu je více než vhodné provádět právě dle měření aerodynamického zvuku. Pokud by tyto výsledky nebyly k dispozici, byl by závěr při simulování obtékání válce zcela mylný. Vždy je nutné simulace ověřovat reálným měřením a porovnávání zvuku ze simulace a experimentu od proudění je vhodný ukazatel správnosti simulace.

9.2 Praktický přínos

Emise aerodynamického zvuku generovaného od proudění přes lopatkovou mříž typu L1, L2 a L3 pro úhly natočení 0°, 15°, 30° a 45° získané experimentem jsou použity pro vyhodnocení celkového akustického výkonu korigovaného váhovým filtrem A. Hladina akustického výkonu je přepočítána na plochu vyústky 0,1 m² dle vztahu (9-1), s tím, že hodnoty hladiny akustického tlaku ve vzdálenosti 1 m od středu dýzy jsou pro volné akustické pole, viz kapitola 5.1.5., a výkon je definován do plochy polokoule o poloměru 1 m, tj. plocha $2\pi = 6,28 \text{ m}^2$. Pro přepočet hladiny akustického výkonu A na jinou plochu než 0,1 m² lze použít vztah (9-2).

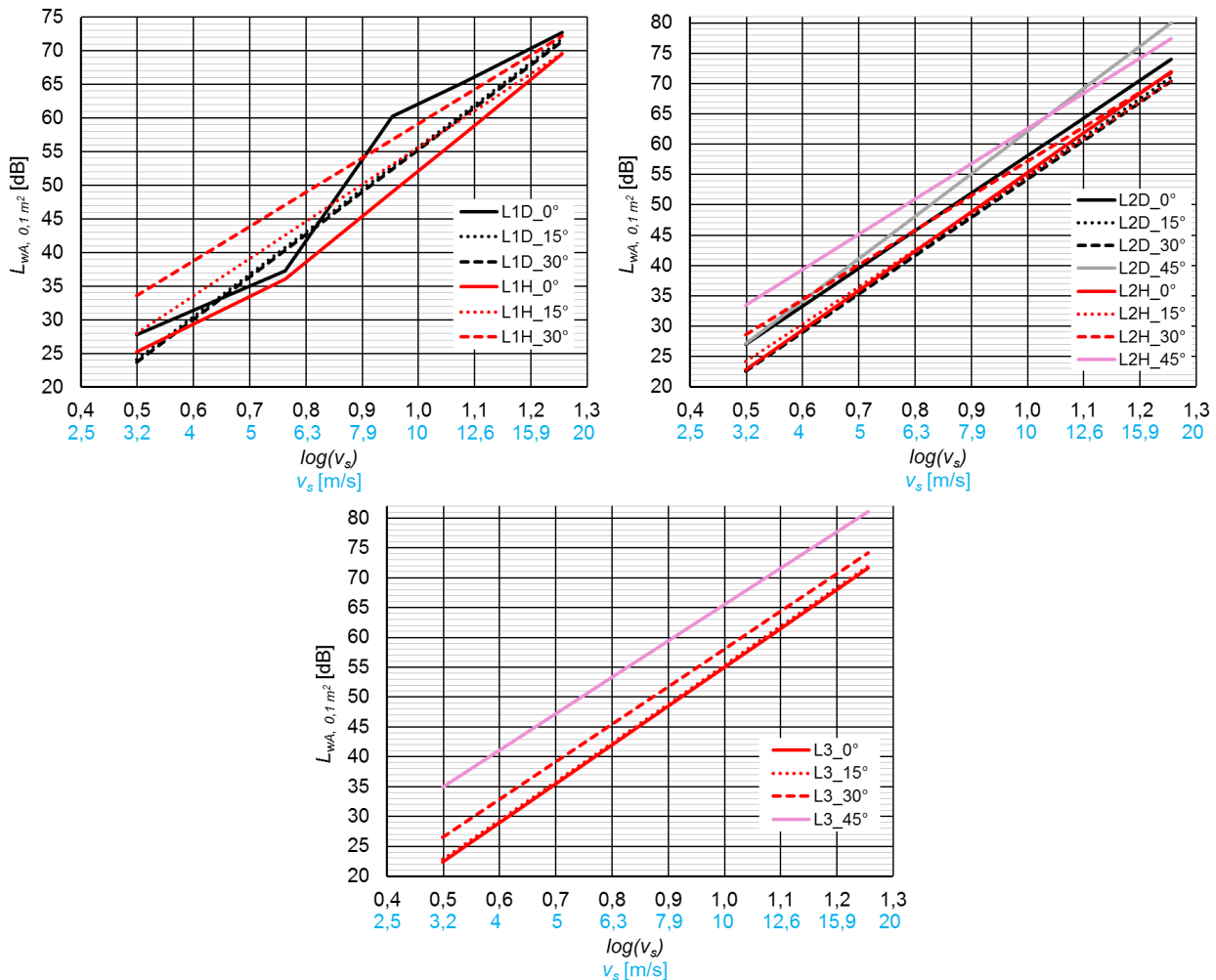
$$L_{WA,0,1 \text{ m}^2} = L_{pA,1 \text{ m}} + 10 \cdot \log(2\pi) + 10 \cdot \log\left(\frac{0,1}{S_{dýza}}\right) \quad (9-1)$$

$$L_{WA, X \text{ m}^2} = L_{WA,0,1 \text{ m}^2} + 10 \cdot \log\left(\frac{S_X}{0,1}\right) \quad (9-2)$$

kde je

$L_{WA,0,1 \text{ m}^2}$ [dB]	hladina akustického výkonu vztažena pro plochu vyústky 0,1 m ² ,
$L_{WA,X \text{ m}^2}$ [dB]	hladina akustického výkonu A vztažená k zadané ploše vyústky X, vycházející z rychlosti proudění a hodnoty $L_{WA,0,1 \text{ m}^2}$ dle diagramů Obr. 9-1 pro daný typ lopatky,
$S_{dýza}$ [m ²]	plocha průřezu dýzy,
S_X [m ²]	plocha průřezu hledané vyústky typu L1, L2 nebo L3.

Hladina akustického výkonu A je vypočítána dle hodnot exponentu **K** definovaného vztahem (5-11) v kapitole 5.3.1. Hladina akustického výkonu v závislosti na logaritmu rychlosti je tak definována pouze lineární funkcí, pro typ lopatek L1D_0° a L1H_0° lineárně lomenou funkcí. Závislost těchto funkcí je uvedena v diagramech na Obr. 9-1 pro lopatky L1, L2 a L3. Lineární průběh funkcí definující hladinu akustického výkonu se oproti změřeným hodnotám liší do 1 dB, pouze pro typ L2D_0° je rozdíl do 2,8 dB. Výsledky prezentované v diagramech na Obr. 9-1 tak vykazují nejistotu 2,8 dB.



Obr. 9-1 Průběh funkcí definujících celkovou hladinu akustického výkonu A pro plochu $0,1 \text{ m}^2$ lopatkové VZT mříže typu L1 vlevo nahoře, L2 vpravo nahoře a L3 dole v závislosti na logaritmu rychlosti proudění, pro všechny měřené úhly natočení a rychlosti, nejistota výsledků je 2,8 dB.

Z výsledků experimentu vyplynulo, že aerodynamický hluk lopatkových mříží L1, L2 a L3 generuje tónové složky ve spektru hluku, zdroj by se měl podle [43] posuzovat přísněji. Pro návrh projektanta by aerodynamický zvuk od koncových elementů měl být jednoznačně uvažován jako zdroj s tónovou složkou, tj. pro chráněné vnitřní prostory staveb pro bytovou funkci dle [43] musí být dodržen hygienický limit maximální hladiny akustického tlaku A $L_{AMAX} = 25 \text{ dB}$ pro noc a 35 dB pro den. V případě lůžkových zařízení nemocnic je to 20 dB a 30 dB . Pro soustředivou činnost, tj. školy a zasedací místnosti, popř. kanceláře lze doporučit 35 dB , opět v maximální hladině akustického tlaku A . Návrh řešení z hlediska aerodynamického zvuku koncového elementu bude v pořádku, pokud výše uvedené maximální hladiny akustického tlaku A budou dodrženy ve vzdálenosti 1 m od koncové vyústky. Z hlediska výsledků uvedených v diagramu na Obr. 9-1 a dle provedených simulačních výpočtů šíření zvuku ve vnitřním prostoru [23], [27] a [36], lze

výsledný akustický výkon A vlastního hluku vyústky, z hlediska generování aerodynamického zvuku, brát v úvahu s hodnotou L_{WA} o 5 dB vyšší, než je daný hygienický limit. Např. pro byty hodnota $L_{WA} = 30$ dB vlastního hluku koncového elementu splní v běžně zařízených bytech hodnotu $L_{A_{MAX}} = 25$ dB ve vzdálenosti 1 m od vyústky. Z tohoto rozboru vyplývá, že by rychlost na koncové vyústce měla být maximálně do **3 m/s** a lopatky by se neměly natáčet do větších úhlů než 30° . Natočení lopatek 0° sice generuje více tónových složek, ale při nízké rychlosti proudění se frekvence peaků posouvají do nižších frekvencí pod slyšitelný zvuk, kde, již nejsou hodnoceny [43]. U prostorů náročných na zvukové pozadí, jako jsou zkušebny a nahrávací studia, by rychlost proudění přes koncový element typu lopatková mříž měla být do **2 m/s** [23]. K vlastnímu hluku lopatkové mříže je nutné připočítat i hluk generovaný potrubní sítí. Výše uvedený rozbor se týká pouze koncové vyústky lopatkové mříže pro VZT.

Navržený čochkovitý tvar „tiché“ lopatky byl v tuto chvíli ponechán nejjednodušší možný, tj. ostrá hrana, která plynule při ideálních podmínkách rychlosti proudění spojí oba proudy vzduchu po obou stranách lopatky. Z proudového pole kolem čochkovité lopatky na *Obr. 6-13* je názorné, že se proud tekutiny začíná odtrhávat již za nejtlustší částí lopatky, což pak vede, ke vzniku vírové stezky a ke generování peaku. Je to způsobeno vysokou rychlostí proudění $v_s = 12$ m/s pro danou geometrii lopatky. Naopak při nižších rychlostech proudění by se proud vzduchu mohl sklouznout po zaoblení. Nicméně pokud se bude prodlužovat šířka lopatky l , bude lopatka při zachování maximální tloušťky lopatky $D = 7$ mm vhodnější i pro vyšší rychlosti, což by ale vedlo k výraznému prodlužování lopatky. Řešení by mohlo být v zaoblení náběžné hrany podobně jako u leteckých profilů, ovšem tím by vznikl monopólový zdroj zvuku od fluktuující odporové síly podobně jako u lopatek L1 a L2, a vlastně i L3, jelikož ty mají také zaoblení. Výhoda ostré náběžné hrany lopatky je eliminace tohoto monopólového zdroje a snížení emise aerodynamického hluku.

Čochkovitý tvar lopatky navržený v této práci tak představuje určitý možný směr, jak skutečně eliminovat množství peaků vyskytujících se ve spektru hladin akustického tlaku, resp. při další optimalizaci bude možné ponížít i samotný peak. Další optimalizací může být snížení tloušťky D lopatky, rozšíření šířky l lopatky, nebo úprava zakončení lopatky na způsob eliminující vznik vírů, tj. vroubkování, nebo vlnkování. Ostrá náběžná hrana lopatky by měla zůstat dle návrhu z důvodu eliminace monopólového zdroje od fluktuující odporové síly. Je samozřejmě nutné hranu mírně zakulatit (desetiny milimetru) kvůli eliminaci rizika pořezání se. Materiál lopatek je možné volit plast nebo hliník. V kapitole 5 o experimentu je poukázáno na zanedbatelný vliv vibrací na generování zvuku při obtékání lopatek, každopádně uchycení lopatek musí eliminovat tzv. „drnění“, vlivem proudění – např. fixací do plastových pouzder vlisovaných (nacvaknutých) do kovového rámečku. Z hlediska nízké ceny výroby lopatek by bylo vhodné dále zkoumat plastové provedení samotných lopatek.

Významný vliv na generování aerodynamického zvuku vedle tvaru lopatek je i vzdálenost mezi lopatkami. Lopatky se ovlivňují vzájemným omezováním vírové stezky, viz kapitola 6.4.1. Lopatky vedle sebe snižují vznik výrazných peaků. V případě tlustších lopatek typu čochka však může dojít ke vzniku úzké štěrbiny, která se projevuje vyššími frekvencemi. Vedle vhodného tvaru lopatek je nutné se zaměřit i na uspořádání lopatek v rámu VZT vyústky.

10. Závěr

Cílem v oblasti teorie bylo nalézt spojitost mezi fluktuacemi turbulentního proudění, stejně jako vibracemi obtékaného předmětu a následným generovaným akustickým tlakem v přímém akustickém poli. Cíl byl splněn na základě rozsáhlého experimentu.

Soubor dat získaný provedenými experimenty pro jednotlivé typy lopatek představuje velké množství informací, které nejsou zdaleka všechny prezentovány v této práci. Je to svým rozsahem významný zdroj informací pro další studium hlučnosti vzduchotechnických lopatek.

Na základě výsledků realizovaných měření je možné konstatovat, že spojitost mezi fluktuacemi turbulence, vibracemi a generovaným zvukem existuje.

Fluktuace proudění představují z pohledu výskytu měřítek a rychlosti pohybů frekvenčně širokopásmový děj, který je dominantní na specifických frekvenčních maximech, které se řídí konstantní hodnotou Strouhalova čísla. Stejně tak se řídí i frekvenční peaky ve spektru akustického tlaku. Vzájemná interakce z pohledu dominantních frekvenčních peaků je jednoznačně mezi pohybem tekutiny a vyzářeným akustickým tlakem. Naopak vibrace dynamicky namáhané lopatky se řídí vlastností konstrukce lopatky a dominantní frekvenční peaky jsou vyzářeny na vlastních frekvencích lopatky, nikoliv s ohledem na konstantní hodnotu Strouhalova čísla, tj. nezávisle na rychlosti proudění. Vibrace a jimi způsobený akustický tlak v okolí v rámci obtékaného předmětu při nízkých rychlostech proudění nejsou významným dílčím zdrojem zvuku.

Z vlastních experimentů vyplývá, že závislost Strouhalova čísla pro akustický tlak na Reynoldsově čísle v případě obtékání lopatek nevykazuje pouze jednu konstantní hodnotu **Sh** jako je tomu v případě nejjednoduššího aeroakustického zářiče u válce, kde je tato hodnota **Sh** = 0,19. Naopak obtékání lopatek generuje více peaků ve spektru akustického tlaku, což vede k značnému rozptýlení výsledných Strouhalových čísel, zejména pro úhel natočení 0°.

Bylo zjištěno, že pro větší úhly natočení se lopatky z pohledu výskytu peaků **Sh** dostávají dominantně pod hodnotu 0,25, resp. 0,15, výjimkou jsou lopatky L3 pro úhel 45°, kdy dochází opět k rozptýlení hodnot **Sh**. Takový výsledek je způsoben kombinací více aerodynamických zdrojů jako válcový tvar, náhlé zúžení a plochá část lopatek, které výsledné akustické spektrum vzájemně ovlivňují. Pokud je cílem tlumit aerodynamický zvuk, lze to dosáhnout buď snížením rychlosti pohybu tekutiny, viz kapitola 9, nebo vhodným tvarem lopatek zabraňující vznik intenzivních výrových struktur, a to bez ohledu na konstrukční řešení samotné lopatky, viz kapitola 6.

Druhým cílem disertační práce byl návrh vhodného tvaru lopatky VZT mříže s minimálním akustickým výkonem generovaným do okolí. S využitím naměřených dat a simulačních nástrojů Ansys Fluent [3] byl tento cíl naplněn. Byl navržen optimální tvar

lopatky tzv. „čočkovitý tvar“ viz Obr. 6-1, který redukuje aerodynamický zvuk oproti běžným lopatkám o 3,8 dB pro hladinu akustického tlaku A a o 7 dB pro hladinu akustického tlaku. Údaje pro porovnávání jsou uvedeny při stejných parametrech proudění.

Předpoklad pro „tichou“ VZT lopatku je udržení proudu vzduchu v „laminární“ podobě od začátku do konce šířky lopatky. Na konci lopatky, kde dochází k utrhávání proudu vzduchu, zamezit vzniku dynamických sil od fluktuujících vírů.

SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY

- [1] ADDAD Y., GAITONDE U., LAURENCE D., ROLFO S. Optimal unstructured meshing for large eddy simulations. In: MEYERS J., GEURTS B.J., SAGAUT P., eds. *Intrex: Quality and reliability of Large-Eddy simulations* [online]. Ercoftac Series, vol 12. Springer, Dordrecht. 2008, 93-103. Updated 2020-10-10. [vid. 15 October 2020]. Dostupné z:
https://www.researchgate.net/publication/251106010_Optimal_Unstructured_Meshing_for_Large_Eddy_Simulations.
- [2] AKUSTPROJEKT s.r.o., *Databáze akustických studií*. Česká republika, Praha, 2020.
- [3] ANSYS Inc., *ANSYS FLUENT 19.1 Theory Guide*. USA: ANSYS, Inc., 2018.
- [4] BRENTNER K. S. An efficient and robust method for predicting helicopter rotor high-speed impulsive noise. *Journal of Sound and Vibration*. 1997, **203**(1), 87-100. ISSN 0022-460X.
- [5] BRENTNER K. S., FARASSAT F. An analytical comparison of the acoustic analogy and Kirchhoff formulation for moving surfaces. In: *American Helicopter Society 53rd Annual Forum* [online]. 1997. [vid. 10 September 2018]. Dostupné z:
<https://ntrs.nasa.gov/search.jsp?R=20040110264>
- [6] BRENTNER K. S., KENNETH S., HOLLAND P. C. An efficient and robust method for computing quadrupole noise, *Journal of the American Helicopter Society*, 1997, **42**(2), 172-181, ISSN 2161-6027.
- [7] BRUUN H. H. *Hot-wire anemometry, principles and signal analysis*. New York: Oxford University Press Inc. 1995. ISBN 0 19 856342 6.
- [8] CHOU J. H., DING C. H., WU S. C. An experimental investigation on the acoustic excitation of a thin plate by low-speed jets. *Journal of Sound and Vibration*. 2001. **246**(2), 199-209. ISSN 0022-460X.
- [9] COURANT R., LEWY H., FRIEDRICHS K. Über die partiellen Differenzgleichungen der mathematischen Physik. *Mathematische Annalen* [online]. 1928, **100**, 32-74. [vid. 10 September 2018]. Dostupné z:
<https://doi.org/10.1007/BF01448839>.
- [10] CULBERT KANEY B. *Computational gasdynamics*. Cambridge: Cambridge University Press. 1998. ISBN: 0-521-57069-7.
- [11] CURLE N. The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound. *Royal Society of London*. 1955, **231**, 505-513. ISSN 0080-4630.

- [12] DEGHAN MANSADI M., TAMADONFAR P., SOLTANI M. R., GHORBANIAN K., MASDARI M. Power spectrum and FFT-based signal analysis in turbulence measurements. *Proceeding of World Academy of Science, Engineering and Technology* [online]. 2008, **30**, 275-279. [vid. 10 September 2020]. ISSN 01307-6884. Dostupné z: <http://b-dig.iie.org.mx/BibDig2/P08-0826/v30/v30-52.pdf>
- [13] FLOWCS WILLIAMS J. E., HAWKINGS D. L. Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion. *Royal society of London* [online]. 1969, **264**, 321-342, [vid. 8 June 2019]. Dostupné z: <https://royalsocietypublishing.org/doi/pdf/10.1098/rsta.1969.0031>
- [14] FRANCESANTONIO P. A new Kirchhoff formulation for transonic rotor noise. *Twenty-Second European Rotorcraft Forum* [online]. 1996, Brighton UK, **2(83)**, 83.1-83.8. [vid. 8 July 2019]. Dostupné z: <https://dspace-erf.nlr.nl/xmlui/bitstream/handle/20.500.11881/3196/ERF-1996-Vol2-83.pdf?sequence=1&isAllowed=y>
- [15] FRANK P. INCROPERA, DAVID P. DEWITT. *Fundamentals of heat transfer*. New York: Wiley. 2002. ISBN: 0-471-38650-2.
- [16] HIRSCHBERG A., RIENSTRA S. W. *An Introduction to Acoustic* [online]. Eindhoven University of Technology. 26th January 2015. Edition of IWDE 92-06. [vid. 1 January 2017]. Dostupné z: <https://www.win.tue.nl/~sjoerdr/papers/boek.pdf>
- [17] IIDA A., MORITA A., TANIDA H. Effects of turbulence on aerodynamic noise generation. *Forum Acusticum* [online]. 2005. Budapest. [vid. 5 April 2020]. Dostupné z: <http://webistem.com/acoustics2008/acoustics2008/cd1/data/fa2005-budapest/paper/374-0.pdf>
- [18] JAWAHAR H. K., SAVIL M. LIN Y. Large eddy simulation of airfoil self-noise using OpenFOAM. *Aircraft Engineering and Aerospace Technology* [online]. 2018, **90(1)**, 126-133. ISSN 0002-2667. [vid. 28 April 2019] Dostupné z: <https://www.emerald.com/insight/content/doi/10.1108/AEAT-05-2015-0130/full/html>
- [19] JORGENSEN F. E. *How to measure turbulence with hot-wire anemometers – a practical guide* [online]. Dantec Dynamic A/S, Skovlunde, Denmark, 2002, publication no.: 9040U6151. [vid. 10 January 2019] Dostupné z: <https://web.iitd.ac.in/~pmvs/courses/mel705/hotwire2.pdf>
- [20] KING W. F., PFIZENMAIER E. An experimental study of sound generated by flows around cylinders of different cross-section. *Journal of Sound and Vibration* [online]. 2009, **328**, 318-337. [vid. 15 February 2017] Dostupné z:

<https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0022460X09006221?via%3Dihub>

- [21] KING W. F., PFIZENMAIER E., HERRMANN H. *Aeroacoustical investigations of a full scale DSA-350 SEK pantograph in an anechoic free jet wind tunnel*. DLR-IB 92517-96B4, 1996.
- [22] KING W. F., PFIZENMAIER E., HERRMANN H. *On abating aerodynamic sound generated by components of high speed pantographs*. DLR-IB 92517-96B9, 1996.
- [23] KRÁLÍČEK J. *Hluk koncových elementů VZT*. Diplomová práce ČVUT v Praze, Fakulta strojní. 2014.
- [24] KRÁLÍČEK J., KUČERA M., NOSEK K. Provoz tepelného čerpadla rodinného domu z pohledu potenciálního zdroje hluku ve venkovním prostoru. *Vytápění, větrání, instalace*. 2020, **29**(4), 226-231. ISSN 1210-1389.
- [25] KRÁLÍČEK J., KUČERA M. Acoustic design of noise protection and noise mapping for heat pumps in the courtyard of a residential building. *Proceedings of the 25th International Congress on Sound and Vibration*. Auburn: IIAV - International Institute of Acoustics and Vibration. 2018. ISSN 2329-3675. ISBN 978-83-7880-552-6.
- [26] KRÁLÍČEK J., KUČERA M. Acoustic assessment and design of acoustic protection for heat pumps. *Vytápění, větrání, instalace*. 2017, **26**(6), 322-327. ISSN 1210-1389.
- [27] KRÁLÍČEK J., KUČERA M. Acoustic evaluation of the air-conditioning unit in the room. *Central Europe towards Sustainable Building (CESB19)* [online]. Bristol: IOP Publishing Ltd, 2019. IOP Conference Series: Earth and Environmental Science. **290**. ISSN 1755-1307. [vid. 15 February 2020]. Dostupné z: https://www.researchgate.net/publication/333932875_Acoustic_Evaluation_of_the_Air-Conditioning_Unit_in_the_Room
- [28] KRÁLÍČEK J., KUČERA M. Aerodynamic noise of blade grill HVAC systems at low Mach numbers. *The 24th International Congress on Sound and Vibration* London. Great Britain. 2017. ISSN 2329-3675. ISBN 978-1-906913-27-4.
- [29] KRÁLÍČEK J., KUČERA M. Aerodynamický hluk lopatkové mříže. *Vytápění, větrání, instalace*. 2015, **24**(3), 118-123. ISSN 1210-1389.
- [30] KRÁLÍČEK J., KUČERA M. Aerodynamický hluk lopatkové VZT mříže vs. kruhové válce. *Vytápění, větrání, instalace*. 2016, **25**(5), 268-273. ISSN 1210-1389.
- [31] KRÁLÍČEK J., KUČERA M. Design of sound insulation of full glazed façade. *Akustika*. 2019, **32**(32), 325-331. ISSN 1801-9064.

- [32] KRÁLÍČEK J., KUČERA M. Dimenzování zvukové izolace celoprosklené fasády. *Vytápění, větrání, instalace*. 2019, **28**(4), 198-203. ISSN 1210-1389.
- [33] KRÁLÍČEK J., KUČERA M. Experimental evaluation of aerodynamic noise and fluctuations of turbulent flow over a terminal diffuser of a ventilation systém. *The 25th International Congress on Sound and Vibration*. Hiroshima, Japan. 2018. ISSN 2329-3675. ISBN 978-83-7880-552-6.
- [34] KRÁLÍČEK J., KUČERA M. Návrh zvukové izolace celoprosklené fasády budovy – měření, možnosti projektu, simulace, realizace a měření. *Simulace budov a techniky prostředí*. 2018. Praha: IBPSA-CZ. 75-80. ISBN 978-80-907423-0-7.
- [35] KRÁLÍČEK J., KUČERA M. Simulace aerodynamického hluku lopatky a válce. *Conference collection IBPSA*. 2016. Brno, Czech Republic. ISBN 978-80-270-0772-1.
- [36] KRÁLÍČEK J., KUČERA M. Vyhodnocení hluku od provozu klimatizační podstropní jednotky. *Vytápění, větrání, instalace*. 2020, **29**(2), 84-89. ISSN 1210-1389.
- [37] Li X., YANG K., HU H., WANG X., KANG S. Effect of Tailing-edge thickness on Aerodynamic noise for wind turbine airfoil. *Energies* [online]. 2019, **12**(2). ISSN: 1996-1073. [vid. 20 April 2019]. Dostupné z: <https://www.mdpi.com/1996-1073/12/2/270>
- [38] Lighthill M. I. On Sound Generated Aerodynamically. *Part I. Royal Society* [online]. 1952, **211**(1107). ISSN 0080-4630. [vid. 20 July 2020]. Dostupné z: <https://royalsocietypublishing.org/doi/pdf/10.1098/rspa.1952.0060>
- [39] Lighthill M. I. On Sound Generated Aerodynamically, Part II. Turbulence as a source of sound. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* [online]. 1954, **222**(1148), 1-32. [vid. 20 July 2020]. Dostupné z: <https://www.jstor.org/stable/99373>
- [40] MERHAUT J. *Teoretické základy elektroakustiky*. 4., mírně opravené vyd. Praha: Academia. 1985.
- [41] METODICKÝ NÁVOD MZDR 47681/2017-2/OVZ. PRO MĚŘENÍ A HODNOCENÍ HLUKU V MIMOPRACOVNÍM PROSTŘEDÍ.
- [42] MICHALKE A.: *A wave model for sound generation in circular jets*. DLRFB, W. Berlin. 1970.
- [43] NAŘÍZENÍ VLÁDY O OCHRANĚ ZDRAVÍ PŘED NEPŘÍZNIVÝMI ÚČINKY HLUKU A VIBRACÍ č.272/2011 Sb., znění ze dne 9. 11. 2018.

- [44] NĚMEC J. *Hluk vznikající aerodynamickými účinky při obtékání těles*. Výzkumná zpráva. Praha. SVÚSS 69-03008 Běchovice.
- [45] NOVÝ R. *Hluk a chvění*. ČVUT Praha. 1995. ISBN 978-80-01-04347-9.
- [46] PAO S. P., LOWSON M. V. *Some applications of jet noise theory* [online]. NASA Technical Reports Server. 1970. [vid. 25 July 2019]. Dostupné z: <https://ntrs.nasa.gov/api/citations/19700013977/downloads/19700013977.pdf>
- [47] POPE S.B. *Turbulent flows*. Cambridge university press. 2000. ISBN 0-521-59886-9.
- [48] PŘÍHODA J. *Matematické modelování turbulentního proudění*. ČVUT v Praze. 2000.
- [49] PUTTA L. Disertační práce. *Optimalizace distribuce vzduchu z hlediska hluku*. ČVUT v Praze. 2000.
- [50] REVELL J. D., PRYDZ R. A., HAYS A.P. Experimental study of aerodynamic noise versus drag relationships for circular cylinders. *AIAA 4th Aeroacoustics konference* [online]. Atlanta, Georgia. Lockheed-California Co., Burbank. 1977. [vid. 30 July 2019]. Dostupné z: <https://arc.aiaa.org/doi/pdf/10.2514/6.1977-1292>
- [51] RIBNER H. S. *Aerodynamic sound from fluid dilatations*. UTIA Report No. 86. Toronto. 1962.
- [52] SAGAUT P. *Large eddy simulation for incompressible flows*. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag. 2006. ISBN 978-3-540-26344-9. ISSN 1434-8322.
- [53] SCHEWE G. On the force fluctuations acting on a circular cylinder in crossflow from subcritical up to transcritical Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics* [online]. 1983, **133**(-1), 265-285. [vid. 30 June 2020]. Dostupné z: https://www.researchgate.net/publication/231887327_On_the_force_fluctuations_acting_on_a_circular_cylinder_in_crossflow_from_subcritical_up_to_transcritical_Reynolds_number
- [54] SMAGORINSKY J. General circulation experiments with the primitive equations. *Monthly weather review* [online]. 1963, **91**(3), 99-164. [vid. 30 April 2020]. Dostupné z: https://journals.ametsoc.org/view/journals/mwre/91/3/1520-0493_1963_091_0099_gcewtp_2_3_co_2.xml
- [55] TROUT T. R., MCLAUGHLIN D. K. Experiments on the flow and acoustic properties of moderate-Reynolds-number supersonic jet. *Journal of Fluid Mechanics* [online]. 1982, **116**, 123-156. [vid. 30 May 2019]. Dostupné z: <https://www.cambridge.org/core/journals/journal-of-fluid-mechanics/article/abs/experiments-on-the-flow-and-acoustic-properties-of-a>

moderatereynoldsnumber-supersonic-
jet/C4B61CE9D87BA4E8145C7791FAA447DA

- [56] URUBA V. *Turbulence*. ČVUT v Praze, Fakulta strojní. 2009.
- [57] WILCOX C. D. *Turbulence modeling for CFD*. Third edition. USA California La Canada: DCW Industries, Inc. 2006. ISBN 978-1-928729-08-2.
- [58] XUE Y., LYRINTZIS A. S. Rotating Kirchhoff method for three-dimensional transonic blade-vortex interaction hover noise. *AIAA Journal* [online]. 1994, **32**(7), 1350-1359. ISSN 0001-1452. [vid. 30 May 2019]. Dostupné z: <https://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/3.12202>
- [59] ZHANG CH., MOREAU S., SNAJOSE M. Turbulent flow and noise sources on a circular cylinder in the critical regime. *AIP Advances* [online]. 2019, **9**, 085009-1-16. [vid. 30 June 2020]. Dostupné z: <https://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.5121544>
- [60] ZHIYIN Y. Large-eddy simulation: Past, present and the future. *Chinese Journal of Aeronautics* [online]. 2015, **28**(1), 11-24, ISSN: 1000-9361. [vid. 10 May 2020]. Dostupné z: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1000936114002064>
- [61] ZHOU YUFENG. *Principles and applications of therapeutic ultrasound in healthcare*. London: Boca Raton, New York: CRC Press, Taylor & Francis Group. 2016. ISBN 9781466510272.

SEZNAM AUTORSKÉ LITERATURY

- [23] KRÁLÍČEK J. *Hluk koncových elementů VZT*. Diplomová práce ČVUT v Praze, Fakulta strojní. 2014.
- [24] KRÁLÍČEK J., KUČERA M., NOSEK K. Provoz tepelného čerpadla rodinného domu z pohledu potenciálního zdroje hluku ve venkovním prostoru. *Vytápění, větrání, instalace*. 2020, **29**(4), 226-231. ISSN 1210-1389.
- [25] KRÁLÍČEK J., KUČERA M. Acoustic design of noise protection and noise mapping for heat pumps in the courtyard of a residential building. *Proceedings of the 25th International Congress on Sound and Vibration. Auburn: IIAV - International Institute of Acoustics and Vibration*. 2018. ISSN 2329-3675. ISBN 978-83-7880-552-6.
- [26] KRÁLÍČEK J., KUČERA M. Acoustic assessment and design of acoustic protection for heat pumps. *Vytápění, větrání, instalace*. 2017, **26**(6), 322-327. ISSN 1210-1389.
- [27] KRÁLÍČEK J., KUČERA M. Acoustic evaluation of the air-conditioning unit in the room. *Central Europe towards Sustainable Building (CESB19)* [online]. Bristol: IOP Publishing Ltd, 2019. IOP Conference Series: Earth and Environmental Science. 290. ISSN 1755-1307. [vid. 15 February 2020]. Dostupné z:
https://www.researchgate.net/publication/333932875_Acoustic_Evaluation_of_the_Air-Conditioning_Unit_in_the_Room
- [28] KRÁLÍČEK J., KUČERA M. Aerodynamic noise of blade grill HVAC systems at low Mach numbers. *The 24th International Congress on Sound and Vibration London. Great Britain*. 2017. ISSN 2329-3675. ISBN 978-1-906913-27-4.
- [29] KRÁLÍČEK J., KUČERA M. Aerodynamický hluk lopatkové mříže. *Vytápění, větrání, instalace*. 2015, **24**(3), 118-123. ISSN 1210-1389.
- [30] KRÁLÍČEK J., KUČERA M. Aerodynamický hluk lopatkové VZT mříže vs. kruhové válce. *Vytápění, větrání, instalace*. 2016, **25**(5), 268-273. ISSN 1210-1389.
- [31] KRÁLÍČEK J., KUČERA M. Design of sound insulation of full glazed façade. *Akustika*. 2019, **32**(32), 325-331. ISSN 1801-9064.
- [32] KRÁLÍČEK J., KUČERA M. Dimenzování zvukové izolace celoprosklené fasády. *Vytápění, větrání, instalace*. 2019, **28**(4), 198-203. ISSN 1210-1389.
- [33] KRÁLÍČEK J., KUČERA M. Experimental evaluation of aerodynamic noise and fluctuations of turbulent flow over a terminal diffuser of a ventilation system. *The 25th*

International Congress on Sound and Vibration. Hiroshima, Japan. 2018. ISSN 2329-3675. ISBN 978-83-7880-552-6.

[34] KRÁLÍČEK J., KUČERA M. Návrh zvukové izolace celoprosklené fasády budovy – měření, možnosti projektu, simulace, realizace a měření. *Simulace budov a techniky prostředí*. 2018. Praha: IBPSA-CZ. 75-80. ISBN 978-80-907423-0-7.

[35] KRÁLÍČEK J., KUČERA M. Simulace aerodynamického hluku lopatky a válce. *Conference collection IBPSA*. 2016. Brno, Czech Republic. ISBN 978-80-270-0772-1.

[36] KRÁLÍČEK J., KUČERA M. Vyhodnocení hluku od provozu klimatizační podstropní jednotky. *Vytápění, větrání, instalace*. 2020, 29(2), 84-89. ISSN 1210-1389.