



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

ENERGETICKÝ ÚSTAV

ENERGY INSTITUTE

**NUMERICKÁ SIMULACE HLUKU GENEROVANÉHO
NESTABILITAMI VE SMYKOVÉ VRSTVĚ**

NUMERICAL SIMULATION OF NOISE GENERATED BY SHEAR LAYER INSTABILITIES

DIZERTAČNÍ PRÁCE

DOCTORAL THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Ing. Vratislav Šálený

ŠKOLITEL

SUPERVISOR

doc. Ing. Jaroslav Katolický, Ph.D.

BRNO 2018

Poděkování

*Děkuji především svojí rodině za její lásku, podporu a pochopení,
bez kterých bych jen stěží mohl pracovat na této dizertační práci.*

Prohlášení autora o původnosti práce

Prohlašuji, že dizertační práci na téma „Numerická simulace hluku generovaného nestabilitami ve smykové vrstvě.“ jsem vypracoval samostatně, pod vedením svého školitele a na základě zdrojů citovaných v seznamu literatury.

V Brně dne 29. března 2018

.....
Vratislav Šálený

Bibliografická citace

ŠÁLENÝ, V. Numerická simulace hluku generovaného nestabilitami ve smykové vrstvě. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2018. 104 s. Vedoucí dizertační práce doc. Ing. Jaroslav Katolický, Ph.D.

Abstrakt

Predikce a eliminace aerodynamicky generovaných hluků u rychle se pohybujících dopravních prostředků, jako jsou automobily, letadla a vlaky, je stále důležitější. Zvláště tónový hluk generovaný nestabilitou smykové vrstvy vzduchu proudícího nad otvory dutin je jedním z nejvýznamnějších a nejintenzivnějších zdrojů aerodynamicky generovaných hluků. Výpočetní aeroakustika (CAA) založená na CFD simulacích stlačitelných Navierových-Stokesových rovnic nabízí nejobecnější možnosti pro predikci aerodynamicky indukovaných zvuků. Aeroakustika je prakticky vždy spojena s turbulentním prouděním, které je hlavní výzvou pro CFD simulace při řešení Navierových-Stokesových rovnic.

V této práci jsou zkoumány čtyři různé přístupy modelování turbulence. Tři z nich patří do kategorie LES metod a jeden používá přístup URANS. Pro každý z těchto přístupů byla identifikována vhodná numerická diskretizační a iterační schémata, která byla implementována do otevřené softwarové platformy pro CFD simulace OpenFOAM. Přesnost, výpočetní výkonnost a spolehlivost konvergence těchto schémat byly studovány během třídímenzionálních CFD simulací na modelu vhodného reálného objektu. Výsledky CFD simulací jsou validovány měřením. Jako reálný objekt tohoto výzkumu CAA byla vybrána varhanní píšťala, protože jako zdroj generování tónů využívá samočinné oscilace, označované jako módy smykové vrstvy (Rossiter). Numerická simulace módů smykové vrstvy, respektive hluku generovaného nestabilitami ve smykové vrstvě, je předmětem této práce.

Klíčová slova

Aeroakustika, CAA, CFD, LES, smyková vrstva, turbulentní proudění.

Abstract

Predicting and inhibiting aerodynamically generated noise for fast moving vehicles such as cars, aircraft and trains is increasingly important. The tonal noise generated by the shear-layer instability of air flowing around the cavity opening is especially one of the most significant and most intense sources of aerodynamically generated noise. Computational aeroacoustics (CAA) based on the CFD simulations of compressible Navier-Stokes equations offers the most general approach to predicting those aerodynamically induced sounds. Aeroacoustics is practically always associated with turbulent flow and turbulence is the major challenge for CFD simulations.

Four different turbulence modelling approaches are examined in this work. Three of them belong to the LES method category and one uses the URANS approach. Appropriate numerical discretization and iteration schemes have been identified for each of these approaches and implemented in the OpenFOAM open source CFD platform. The accuracy, computational performance and convergence reliability of those schemes have been subsequently studied during three-dimensional CFD simulations on a model of a suitable real object. The CFD simulation results are validated by a measurement. An organ pipe has been chosen as the object of this CAA research because it uses self-sustained oscillations, commonly referred as shear-layer (Rossiter) modes, as the source of its tone generation. The numerical simulation of the shear layer modes, respectively the noise generated by instability in the shear layer, is the subject of this work.

Keywords

Aeroacoustics, LES, CAA, CFD, shear layer, turbulent flow.

Obsah

1	ÚVOD	11
2	SOUČASNÝ STAV POZNÁNÍ	13
2.1	SHRNUTÍ POZNATKŮ K AEROAKUSTICKÝM ZDROJŮM HLUKU NA VOZIDLECH	13
2.1.1	<i>Hluk generovaný v netěsnostech</i>	<i>13</i>
2.1.2	<i>Hluk generovaný v kavitách.....</i>	<i>14</i>
2.1.3	<i>Hluk od rychlého proudění.....</i>	<i>14</i>
2.2	SHRNUTÍ POZNATKŮ K HLUKŮM GENEROVANÝM V KAVITÁCH	15
2.2.1	<i>Kmitání buzené nestabilitami ve smykové vrstvě nad kavitou</i>	<i>16</i>
2.2.2	<i>Helmholtzova rezonance</i>	<i>18</i>
2.2.3	<i>Akustická rezonance uzavřeného prostoru.....</i>	<i>20</i>
2.2.4	<i>Propojení rezonančních mechanismů.....</i>	<i>23</i>
2.3	SHRNUTÍ POZNATKŮ K NUMERICKÝM SIMULACÍM	23
2.3.1	<i>Aerodynamické versus akustické pole</i>	<i>23</i>
2.3.2	<i>Modelování turbulence.....</i>	<i>26</i>
2.3.3	<i>URANS</i>	<i>26</i>
2.3.4	<i>DNS.....</i>	<i>27</i>
2.3.5	<i>LES</i>	<i>28</i>
2.4	SHRNUTÍ POZNATKŮ KE ZPRACOVÁNÍ SIGNÁLU	30
2.4.1	<i>Specifika digitálně zaznamenaného akustického signálu.....</i>	<i>30</i>
2.4.2	<i>Fourierova transformace.....</i>	<i>31</i>
2.4.3	<i>Procedury hodnocení akustického signálu pomocí DFT.....</i>	<i>32</i>
3	CÍLE DISERTAČNÍ PRÁCE	35
4	METODY, GEOMETRIE A MODEL Y	37
4.1	METODA VYHODNOCENÍ AKUSTICKÉHO SIGNÁLU	37
4.1.1	<i>Specifický nástroj CAA pro analýzu akustického signálu</i>	<i>37</i>
4.1.2	<i>Metoda vyhodnocení akustického signálu</i>	<i>42</i>
4.2	AEROAKUSTICKÝ OBJEKT	44
4.2.1	<i>Prvotní úvahy o výběru objektu</i>	<i>44</i>
4.2.2	<i>Souhrn důležitých poznatků o vybranému objektu.....</i>	<i>44</i>
4.2.3	<i>Praktická realizace objektu.....</i>	<i>47</i>
4.3	MODEL Y AEROAKUSTICKÉHO OBJEKTU	49
4.3.1	<i>Numerický model pro CFD výpočty.....</i>	<i>49</i>
4.3.2	<i>Experimentální model pro validační měření.....</i>	<i>57</i>
5	DISKUSE NAD VÝSLEDKY	60
5.1	VYPOČTENÁ POLE RYCHLOSTÍ.....	61
5.2	VYPOČTENÝ AKUSTICKÝ SIGNÁL	66
5.3	VLIV TLUMENÍ KONSTRUKCE NA GENEROVANÝ AKUSTICKÝ SIGNÁL	74
5.3.1	<i>Měření hodnoty tlumení materiálu varhanní píšťaly.....</i>	<i>75</i>
5.3.2	<i>Analýza metodou konečných prvků.....</i>	<i>78</i>
5.3.3	<i>Vyhodnocení vlivu tlumení na generovaný akustický signál.....</i>	<i>84</i>
5.4	ODPOVĚĎ NA VĚDECKOU OTÁZKU	86
5.5	NÁROKY NA VÝPOČETNÍ VÝKON CFD SIMULACÍ	87

6	SMĚR DALŠÍHO VÝZKUMU.....	91
7	ZÁVĚR.....	92
8	LITERATURA.....	95
9	VLASTNÍ PUBLIKACE AUTORA.....	100
10	SEZNAM OBRÁZKŮ A TABULEK.....	101
10.1	SEZNAM OBRÁZKŮ.....	101
10.2	SEZNAM TABULEK	103
11	PŘÍLOHY	104
11.1	SEZNAM PŘÍLOH.....	104

1 Úvod

Predikce a eliminace aeroakustických hluků nabývá na významu zejména u rychle se pohybujících dopravních prostředků, především u letecké, drážní a automobilové techniky. Vrtulové listy, přistávací podvozky a prostředky pro zvýšení vztlaku a odporu, které jsou vystavené proudě vzduchu, jsou typickými příklady zdrojů aeroakustických hluků u letounů. Detaily na vnějších površích karoserií, vystavené proudě vzduchu, jako jsou spáry kolem dveří, zpětná zrcátka, stěrače a antény, jsou zase typickými příklady zdrojů aeroakustických hluků u silničních vozidel. Tyto zdroje hluků jsou generovány buď vzájemnými interakcemi mezi víry v turbulentním proudě, nebo interakcemi mezi víry a povrchem tělesa. Tyto jevy mohou být dále doprovázeny vznikem akustických zpětných vazeb, což se děje například při proudění vzduchu nad otvorem kavity, která je dále propojena s uzavřenou dutinou zesilující tónový hluk a společně tvoří tzv. Helmholtzův rezonátor.

Právě hluky generované nestabilitami ve smykové vrstvě vzduchu proudícího kolem otvoru nad kavitou, která je propojena s dutinou - Helmholtzovým rezonátorem, jsou jedním z nejvýznamnějších a nejintenzivnějších zdrojů aeroakustických hluků.

U silničních vozidel se tyto zdroje hluků vyskytují v širokém spektru geometrických měřítek, tedy i v širokém spektru frekvencí Helmholtzova rezonátoru. Otevřené okno automobilu s vnitřním objemem vzduchu v kabině představují Helmholtzův rezonátor velkých rozměrů, jehož vlastní frekvence jsou velmi nízké v hodnotách desítek Hz. Spára nad dutinou mezi dveřmi a karoserií má násobně menší rozměry, a tudíž frekvence tohoto Helmholtzova rezonátoru jsou výrazně vyšší, a to v hodnotách stovek až tisíců Hz. Pokud nastane jistá konstelace mezi geometrií kavity a parametry proudění kolem otvoru nad kavitou, může být generován velmi silný tónový hluk s hladinou intenzity zvuku o hodnotách kolem 100 dB i více.

V cyklu návrhu dopravních prostředků je pro širokou třídu inženýrských úloh již rutinně využíváno numerických počítačových simulací, například pro strukturální analýzy, výpočty přenosu tepla, látky a proudění. Obor výpočtová aeroakustika, CAA (computational aeroacoustics) však ještě nedozrál do stádia produktivních inženýrských výpočtů a je stále pouze objektem intenzivního výzkumu a vývoje. Hlavním důvodem je nedostatečný výpočetní výkon počítačů, které zatím nedovolují řešit reálné inženýrské úlohy CAA, tedy na komplexních geometriích, v přijatelných časech a se spolehlivými výsledky. Tyto limitace plynou z nutnosti věrně simulovat rozpad vírových struktur v turbulentním proudě až do velmi malých měřítek, což vyžaduje používat velmi jemnou prostorovou i časovou diskretizaci v numerickém CFD modelu, jehož výsledky jsou hlavním vstupem do CAA analýz. I když významné,

komerční CFD řešiče jako jsou ANSYS, CCM+, Power Flow, aj. jsou již vybavovány širokou paletou nástrojů pro podporu CAA analýz, existuje jen velmi málo zkušeností, jak tyto nástroje efektivně využívat pro efektivní řešení reálných inženýrských úloh.

Tato disertační práce se zaměřuje na výzkum „state-of-the-art“ numerických modelů, jejich prostorových a časových diskretizací, kdy výsledky tohoto výzkumu pomohou rozšířit znalostní bázi, která v blízké budoucnosti přispěje k rutinnímu řešení úkolů reálné inženýrské praxe, tedy alespoň jisté užší třídy inženýrských úloh CAA. Proto se tato práce úzce zaměřuje pouze na výpočty tónových hluků o nízkých frekvencích, generovaných v kavitách, které představují velmi důležitou skupinou aerohluků. Tento typ úloh totiž slibuje nižší nároky na výpočetní výkon při numerickém řešení CFD simulací, a tudíž existuje reálná šance, že poznatky z této práce bude možno v blízké budoucnosti reálně využít také při inženýrských výpočtech.

Disertační práce se také zaměřuje na výzkum specifických prostředků matematického zpracování a vyhodnocení výsledků tohoto typu CFD výpočtů, které mohou zkrátit nároky na délku časového záznamu akustického signálu získaného ze CFD výpočtů, a tím významně redukovat celkový potřebný čas počítačové simulace.

Širším cílem této disertační práce je seskupit poznatky pro efektivní provádění CFD numerických výpočtů pro jistou třídu inženýrských úloh CAA, u kterých lze očekávat, že je bude možno v blízké budoucnosti využít pro inženýrské výpočty na virtuálních modelech dopravních prostředků. U těchto CFD numerických výpočtů by mělo být v budoucnu dosahováno výsledků zcela srovnatelných s výsledky aeroakustických měření. Výsledky této práce, aplikované do inženýrské praxe, tak mohou v blízké budoucnosti přispět k identifikaci a kvantifikaci zdrojů tónových hluků na virtuálních prototypch vyvíjených dopravních prostředků. To umožní prověřovat konstrukční úpravy pro snižování těchto hluků v raném stadiu vývoje na virtuálních prototypch. Výsledky tohoto výzkumu mohou tedy významně napomoci ke včasnému získávání inženýrských řešení pro plnění neustále přísnějších požadavků norem pro hlukové limity u dopravních prostředků a zároveň přispět k vyššímu komfortu posádky.

2 Současný stav poznání

2.1 Shrnutí poznatků k aeroakustickým zdrojům hluku na vozidlech

Většinu zdrojů aeroakustických hluků na vozidlech je možno zařadit do jedné ze tří kategorií [30]:

- hluk generovaný v netěsnostech (Leak Noise);
- hluk generovaný v kavitách (Cavity Noise);
- hluk od rychlého vnějšího proudění (Wind Rush Noise).

2.1.1 Hluk generovaný v netěsnostech

Jedná se o hluk generovaný prouděním vzduchu přes drobné netěsnosti propojující exteriér vozu s kabinou posádky. Tlak vzduchu na vnějším povrchu vozidla bývá na mnoha místech nižší než tlak uvnitř kabiny. Tato tlaková difference způsobuje úniky vzduchu směrem ven z kabiny přes tyto netěsnosti. V tenkých spárách dosahuje proudění poměrně vysokých rychlostí.

Na jednoduchém příkladu je možno vysvětlit podstatu fyzikálního jevu, díky kterému tento hluk vzniká. Pokud bude mít difference tlaků mezi vnějším prostředím a kabinou hodnoty srovnatelné s dynamickým tlakem odpovídajícím nominální cestovní rychlosti vozidla, pak bude rychlost proudění přes tyto netěsnosti přibližně srovnatelná s rychlostí jízdy. Pokud by byla tato netěsnost modelována kruhovým otvorem o průměru 4 mm v panelu o tloušťce 4 mm, pak by taková rychlost proudění přes tento otvor generovala pískavý tón o frekvenci cca 4400 Hz.

Netěsnosti v reálné karoserii bývají obvykle menších rozměrů a proudění v nich je řízeno pulsujícím vnějším tlakem, který vykazuje nestacionární chování v důsledku interakce vnějšího proudu s přilehlou kavitou, v důsledku odtrhávání mezní vrstvy a turbulencí v mezní vrstvě a jiných velmi komplexních faktorů. Z hlediska této komplexnosti je studium hluků generovaných v netěsnostech omezeno prakticky výhradně na experimentální výzkum. Jedná se však o velmi významný zdroj hluku, který se chová jako akustický zdroj typu dipól či monopól, což jsou akustické zdroje, které generují zvuk s vysokou účinností. Protože tento typ hluku může mít charakter ostrého, kolísavého tónu, je snadno postřehnutelný a velmi obtěžující. Pokud vznikne, téměř vždy dominuje nad ostatními zdroji aeroakusticky generovaných hluků, takže musí být eliminován jako první v řadě. Typickými příklady jeho výskytu jsou těsnění dveří a oken.

2.1.2 Hluk generovaný v kavitách

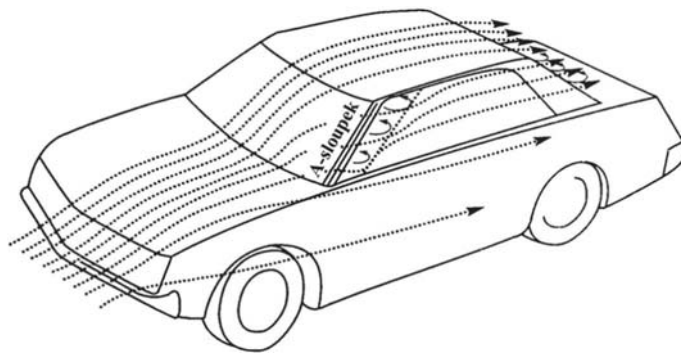
Výskyt kavit na vnějším povrchu karoserie může způsobovat hluk, přestože kavity nejsou přímo propojeny netěsnostmi s kabinou posádky. To platí především u kavit, jejichž otevřená část ústí do oblasti s vysokou rychlostí vnějšího proudění, jako je například A-sloupek nebo vnější zpětné zrcátko. Častými zdroji tohoto hluku na vozidlech jsou spáry kolem dveří, drážka na obvodu vnějšího zpětného zrcátka a mezery v mřížkách chladiče.

Velmi intenzivním a obtěžujícím zdrojem tohoto hluku je tónový zvuk generovaný při určité rychlosti jízdy vozidla při otevřeném bočním nebo střešním okně, tzv. Buffeting. Tento jev je možno demonstrovat na příkladu otevřeného okna na vozidle o délce otevření 800 mm ve směru rychlosti proudění, kdy při rychlosti jízdy 100 km/h je buzena nestabilitou ve smykové vrstvě oscilace cca 40 Hz, což poměrně dobře koresponduje s vlastní frekvencí prostoru kabiny pro posádku. Oscilace ve smykové vrstvě nad otevřeným oknem vytváří slabý akustický signál, který postupně vybudí vlastní frekvenci prostoru kabiny. Výsledkem je velmi intenzivní, nízkofrekvenční, tónový hluk. Lidské ucho má výrazně nižší citlivost pro takto hluboké tóny, přesto je tento hluk vnímán posádkou velmi intenzivně, mimo uší také povrchem těla. Tento hluk bývá vnímán jako velmi obtěžující a unavující.

Existuje mnoho možných mechanismů, které mohou způsobovat hluk generovaný v kavitách [1]. Dosud vytvořené matematické modely těchto mechanismů však nefungují vždy zcela spolehlivě. Byla provedena řada výzkumných prací na toto téma, ale o mechanismech generování těchto hluků se stále vedou spory. Zmapování možných mechanismů generujících hluk v kavitách se hlouběji věnuje rešeršní část této doktorské práce. Numerické modelování některých typů těchto tónových hluků, generovaných nestabilitami ve smykové vrstvě v kavitách, slibuje nižší nároky na výpočetní výkon počítačů a lze u nich zároveň poměrně dobře definovat okrajové podmínky, proto byl tento typ aeroakustických hluků vyhodnocen jako vhodné téma pro tuto disertační práci.

2.1.3 Hluk od rychlého proudění

Jedná se o hluk generovaný fluktuacemi tlaku na vnějším povrchu, které vyvolává turbulentní proudění vzduchu kolem povrchu vozidla. Tento typ hluku je generován, i když je proudění dokonale přimknuté po celém povrchu karoserie, protože mezní vrstva je na většině povrchu vozidla turbulentní. Dokonce na povrchu dokonale tuhé a dokonale hermeticky utěsněné karoserie by fluktuace tlaků generovaly zdroje hluků typu akustický dipól, které by se šířily všemi směry do okolí vozu.



Obr. 2.1 Schematické znázornění proudění kolem A-sloupku. Zdroj [30] - upraveno

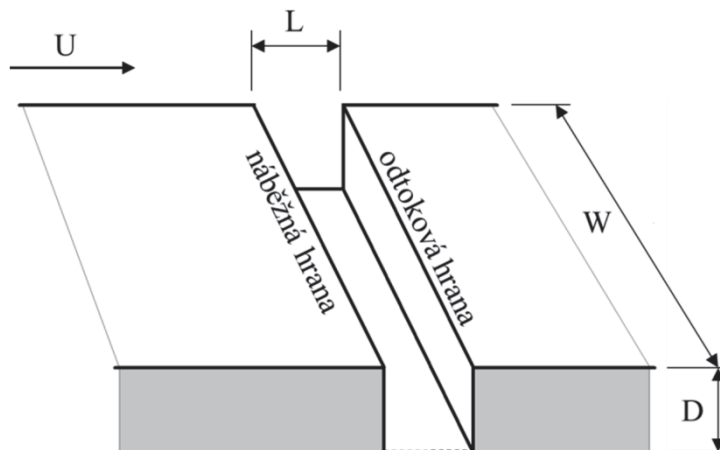
Reálná karoserie však není dokonale tuhá, a proto fluktuace tlaků způsobují vibrace oken a velkých ploch karoserie, které následně vyzařují hluk také do interiéru vozu. Pokud dochází k odtrhávání mezní vrstvy, jsou fluktuace tlaků na povrchu vozu zesíleny přibližně faktorem deset a intenzita generovaného hluku je významně vyšší.

K odtrhávání mezní vrstvy dochází na bocích a v zadní části karoserie. Nejzávažnější problémy s tímto hlukem jsou typicky spojené s prouděním kolem A-sloupku vozidla, viz Obr. 2.1. Při vysokých rychlostech jízdy je hluk od rychlého proudění postřehnutelný prakticky u všech vozidel, i když tyto vozidla vykazují jinak nízkou úroveň hluku generovaného v kavitách a netěsnostech. Původcem hluku od rychlého proudění je samotné turbulentní proudění, proto má tento hluk širokopásmový charakter a je obecně méně obtěžující než tónový hluk.

Existují práce, které se pomocí numerických simulací pokouší modelovat také hluk od rychlého proudění. Zatím se však tyto práce omezují pouze na výzkum jednoduchých modelových případů, kdy je simulován pouze vybraný detail vozidla, například zpětné zrcátko. I na takto malém detailu vozidla je pomocí CFD numerické simulace obtížné věrně modelovat rozpad vírových struktur v turbulentním proudění, které jsou zdrojem těchto hluků. Korektní řešení hluku od rychlého proudění pomocí CFD tak zřejmě zůstane ještě velmi dlouho nad kapacitními možnostmi počítačů.

2.2 Shrnutí poznatků k hlukům generovaným v kavitách

Existuje velké množství mechanismů, kterými dokáže proudící tekutina generovat hluk, významnou podmnožinou těchto mechanismů je tónový hluk, který generuje proudící tekutina v otevřených kavitách. V následujících podkapitolách jsou popsány jednotlivé mechanismy vzniku těchto tónových hluků.



Obr. 2.2 Schematické znázornění otevřené kavity generující tónový hluk. Dno kavity může být uzavřené, nebo propojené s vnitřním objemem, který tvoří Helmholtzův rezonátor. Geometrické parametry kavity: L je délka, W je rozpětí, D je hloubka, U je rychlost volného proudu. Dále platí: $W \gg L$, $L \geq D$, nebo $L < D$. Zdroj [51] - upraveno

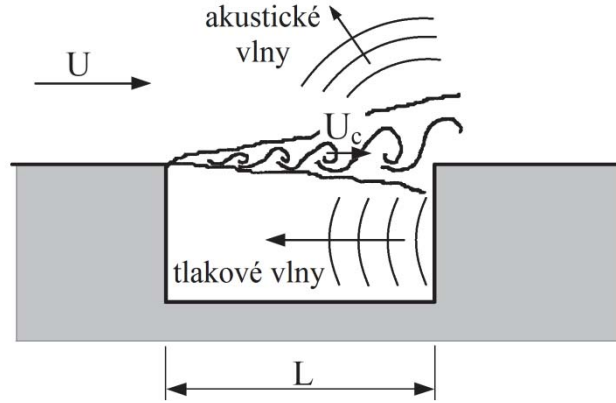
Tónový hluk v kavitách Obr. 2.2 mohou generovat následující mechanismy:

- fluidně dynamické oscilace (také známé jako smykové tóny);
- Helmholtzova rezonance;
- akustická rezonance uzavřeného prostoru.

Hlavní parametry těchto mechanismů a podmínky, za kterých se mohou objevit, jsou popsány níže v kapitolách 2.2.1, 2.2.2 a 2.2.3. Podmínky, za kterých se mohou tyto mechanismy vzájemně propojit, kdy alespoň dva tyto mechanismy se začnou vzájemně posilovat a produkovat kombinovanou, silnější rezonanci, jsou uvedeny v kapitole 2.2.4.

2.2.1 Kmitání buzené nestabilitami ve smykové vrstvě nad kavitou

Kmitání v kavitách vyvolané fluidní dynamikou je tónový zvuk, který je v literatuře také někdy označován jako „feedback resonance“, „shear tones“, nebo „mixing layer edge tones“. Jeho názvy vychází ze skutečnosti, že mechanismus, díky kterému se objevuje, nevyžaduje žádnou akustickou odezvu od vnitřního objemu kavity. Mechanismus je vyvolán čistě fluidní dynamikou, dokud poměr délky kavity k vlnové délce akustické vlny je malý $L/\lambda \ll 1$ [51]. K tomuto mechanismu dochází z důvodu samobuzené nestability ve smykové vrstvě nad otvorem kavity viz Obr. 2.3 a může se vyskytnout v mělkých kavitách $L/D \geq 1$, stejně jako v hlubokých kavitách $L/D < 1$.



Obr. 2.3 Schéma mechanismu kmitání buzeného nestabilitami ve smykové vrstvě nad kavitou, kde L je délka kavity, U je rychlost volného proudu, U_c je unášivá rychlost vírů, respektive nestabilních vln. Dále lze definovat $\kappa = U_c/U$ normalizovanou unášivou rychlost. Zdroj [54]

V automobilovém kontextu lze nalézt příklady této zpětnovazební rezonance v kavitách u spár dveří (prouděním vybuzená rezonance ve vazbě s dalším typem akustické rezonance) [39], v kabině vozidla při otevřeném střešním nebo bočním okně (prouděním vybuzená rezonance ve vazbě s Helmholtzovou rezonancí) [6,40] a v kavitách střešních nosičů.

První semi-empirický vztah pro výpočet frekvence akustického signálu generovaného fluidní dynamikou v kavitách odvodil Rossiter [54],

$$St_n = \frac{f_n L}{U} = \frac{n - \gamma}{M + 1/\kappa} \quad (2.1)$$

kde L , U a κ jsou definované na Obr. 2.3, St_n je Strouhalovo číslo korespondující s n -tým módem rezonanční frekvence f_n , γ je fázové zpoždění, $M = U/c$ je Machovo číslo, kde c je rychlost zvuku.

St_n představuje bezrozměrnou rezonanční frekvenci a κ je normalizovaná rychlost šíření vlnové nestability ve smykové vrstvě nad kavitou. Pro κ bývají v literatuře uváděny různé hodnoty v rozsahu od 0.5 do 0.65, přestože 0.57 je nejčastěji používaná hodnota. Fázové zpoždění γ bylo stanoveno na hodnotu 0.25 [54]. Rezonance se typicky vyskytují v módech n od 1 do 3.

Z Rossiterovy rovnice (2.1) je patrné, že rezonanční frekvence je závislá na vlastnostech tekutiny a délce kavity, ale vůbec nezávisí na ostatních rozměrech kavity. Měřítka rezonance jsou úměrná rychlosti proudění a délce kavity a mohou se vyskytovat v širokém rozsahu rychlostí proudění. Rezonance se objevuje v případech laminárního i turbulentního režimu mezní vrstvy před kavitou. Výskyt rezonance je však omezen tloušťkou mezní vrstvy. Pokud je tloušťka mezní vrstvy relativně

velká vzhledem k délce kavity a Reynoldsovo číslo vztažené k tloušťce mezní vrstvy je příliš malé, rezonance se neobjeví [56,57]. Rezonance se mohou objevit u dvojrozměrných kavit, kde $W/L > 1$, nebo u trojrozměrných kavit, kde $W/L \leq 1$, u dvojrozměrných kavit jsou však rezonance intenzivnější. Je-li kavita příliš mělká $L/D > 7$, přimkne se proudění ve smykové vrstvě zpět ke dnu kavity, tím se kavita uzavře a k rezonanci nedojde. V případě, že smyková vrstva pokrývá celou délku dutiny, jedná se o otevřenou kavitu.

Pro rychlosti volného proudu vzduchu nad kavitou $17 < U < 46$ m/s a délky kavity $1 < L < 10$ mm se mohou objevit rezonanční frekvence v rozsahu 700 Hz až 20 kHz. U kavit dlouhých několik milimetrů je pravděpodobné, že se objeví rezonance, jejichž frekvence budou ležet v oblasti nejcitlivějšího vnímání zvuků lidským uchem, tj. v rozsahu 1-5 kHz, a to zejména pro první dva frekvenční módy. Metody předpovídající výskyt rezonance budou podrobně popsány v kapitole 2.2.3.

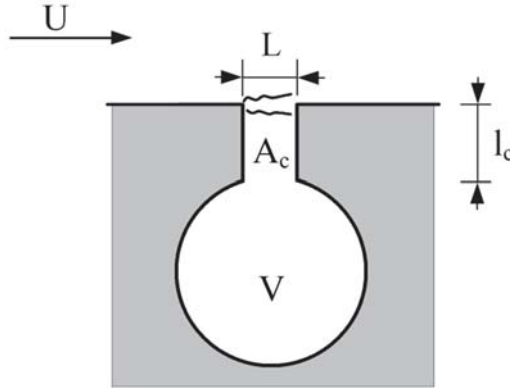
Literatura uvádí, že Rossiterova rovnice dokáže odhadovat frekvence s odchylkou menší než 20 %. Uvádí se odchylky Rossiterovy rovnice (2.1) v rozsahu 5 - 20 % od experimentálních dat [37]. Jiní výzkumníci uvádí podobné úrovně přesnosti. Odhady frekvencí Rossiterovou rovnicí jsou v literatuře obecně považovány za přesnější v oblastech vysokých subsonických a supersonických rychlostí než v oblasti nízkých subsonických rychlostí.

V subsonickém proudění s laminární mezní vrstvou se smyková vrstva opětovně přimkne ke dnu kavity pro poměr $L/D > 7$ [57], zatímco při vyšších rychlostech proudění v turbulentní mezní vrstvě se smyková vrstva opětovně přimkne ke dnu kavity pro poměr $L/D > 10$ [13]. Kavita se stává uzavřenou pro $L/D > 13$ [29,37]. Bod opětovného přimknutí smykové vrstvy pro různé poměry L/D se mění s Machovým číslem [54]. Hranice mezi otevřením a uzavřením kavity ve skutečnosti velmi pravděpodobně závisí na velikosti Reynoldsova čísla.

2.2.2 Helmholtzova rezonance

Helmholtzova rezonance je akustická rezonance, jejíž frekvence závisí výhradně na geometrii kavity. K rezonanci dochází, pokud je kavita buzena energií fluidně dynamických oscilací tekutiny proudící kolem otvoru kavity, nebo je buzena jinou akustickou energií, která má frekvence shodné s vlastní frekvencí kavity. Helmholtzův rezonátor Obr. 2.4, se obecně skládá ze spojovacího hrdla, nebo také otvoru kavity a podpůrného objemu [4].

Příklady Helmholtzova rezonátoru v kontextu s automobilovou technikou je kabina vozu (podpůrný objem) při otevřeném střešním, nebo bočním okně (kavita) [6,40], nebo dutina mezi dveřmi a karoserií (podpůrný objem) a spára dveří (kavita) [39].



Obr. 2.4 Schematické znázornění Helmholtzova rezonátoru. Geometrické parametry rezonátoru jsou následující: A_c je plocha průřezu hrdla (kavity), L je délka kavity, l_c je výška hrdla, U je rychlost volného proudu, V je objem rezonující tekutiny. Zdroj [4] - upraveno

Princip Helmholtzova rezonátoru je často využíván v tlumičích jako prostředek pro redukci tónových hluků. Pokud je frekvence Helmholtzova rezonátoru sladěna s frekvencí zdroje hluku, bude, za jistých impedančních podmínek v potrubí v blízkosti rezonátoru, reaktivně redukovat nechtěný hluk v potrubí. Reaktivní tlumení hluku je odlišné od pasivního tlumení hluku, kterého je dosaženo absorpcí dopadajícího hluku. Reaktivní tlumení hluku neabsorbuje dopadající akustickou energii, ale snižuje hlučnost tím, že mění podmínky zatížení původního zdroje hluku. Helmholtzův rezonátor, umístěný za správných podmínek do blízkosti původního zdroje hluku, má proto potenciál zvyšovat nebo snižovat hluk na vlastní frekvenci rezonátoru. Obecný vztah pro rezonanční frekvenci Helmholtzova rezonátoru je dán rovnicí

$$f = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{A_c}{l_c V}} \quad (2.2)$$

kde c je střední rychlost zvuku a ostatní parametry jsou definovány na Obr. 2.4.

Helmholtzova rezonance může být vyvolána takzvaným „grazing flow“ tj. přetékáním proudu tekutiny nad otvorem kavity, kdy turbulentní víry, řádově stejného rozměru jako otvor kavity, ubíhají nad otvorem kavity frekvencí, která odpovídá vlastní frekvenci rezonátoru [46]. Helmholtzova rezonance může také nastat, když frekvence nestabilit ve smykové vrstvě nad otvorem kavity odpovídají vlastní frekvenci rezonátoru. Zdroje uvádějí, že existuje jakási minimální hranice nutná pro překonání lineárních tlumících ztrát v kavitě a úspěšné vybudování Helmholtzovy rezonance indukované prouděním je obvykle závislá na vazbě s vhodným smykovým tónem [19].

Protože je nezbytné, aby budící frekvence zdroje odpovídala vlastní frekvenci rezonátoru, vznikají rezonance pouze v omezeném rozsahu podmínek proudění. Tento rezonanční mechanismus není obecně svázaný s rychlostí proudění, i když rezonanční frekvence se mohou posunovat o $\pm 20\%$ se změnami v rychlosti proudění v důsledku efektů spojených s tvarem otvoru a orientací otvoru kavity vzhledem k interagujícímu proudění [45].

Existuje mnoho tvarových variací klasického Helmholtzova rezonátoru: obdélníkový, osově symetrický, čtvrt-vlnný, atp. Více výzkumných prací zkoumalo vliv tvaru rezonátoru, vliv axisymetrické pozice otvoru a tvaru otvoru [11,12,17,58], vzniklo tak mnoho návrhů na úpravy Rossiterovy rovnice (2.1) a mnoho jednoduchých prediktivních schémat, které zohledňují tyto rozdíly, stejně tak jako vzniklo mnoho vysvětlení, jak a proč se mění frekvence a výkony rezonátoru se změnou těchto parametrů.

Experimentálně bylo zjištěno, že s vhodně upravenou verzí Rossiterovy rovnice (2.1) je možno predikovat frekvence rezonátorů používaných v experimentech s přesností do 5 % pro nízké frekvence (300 Hz), a dokonce s ještě vyšší přesností u vysokých frekvencí (1 - 4 kHz) [45]. Byly predikovány frekvence Helmholtzova rezonátoru s dlouhým objemem s přesností do 2 - 3 % [17]. Různé výzkumné studie vlivu geometrie na výkony rezonátoru umožňují predikovat, jak se rezonanční frekvence liší od klasického rezonátoru, a tím pomáhají identifikovat nebo predikovat výskyt Helmholtzovy rezonance.

2.2.3 Akustická rezonance uzavřeného prostoru

Akustická rezonance uzavřeného prostoru, jak již sám název napovídá, se vyskytuje v uzavřených prostorách. Akustické vlny vysílané zdrojem zvuku v uzavřeném prostoru se odráží od stěn ve všech směrech, některé cesty akustických vln se začnou periodicky opakovat a formují vibrace vlastních módů prostoru [4]. Na určitých frekvencích budou vlny procházející jakýmkoli bodem na cestě ve fázi, což bude mít za následek jejich zesílení směřující k rezonanci vlastních módů prostoru. Pokud bude frekvence zdroje zvuku totožná s jednou z vlastních frekvencí, pak nastane rezonance a vnitřní prostor začne silně vibrovat. Vlastní módy jsou obecně charakterizovány vlnami cestujícími periodicky tam a zpět stejnou cestou, které tak produkují stojaté vlnění sestávající se z uzlových bodů a kmiten.

Literární zdroje [4,41] uvádí rovnici pro akustickou rezonanci uzavřeného prostoru obdélníkového tvaru (2.3) ve tvaru,

$$f_n = \frac{c}{2} \sqrt{\left[\frac{n_x}{L_x}\right]^2 + \left[\frac{n_y}{L_y}\right]^2 + \left[\frac{n_z}{L_z}\right]^2} \quad (2.3)$$

kde index n pro rezonanční frekvenci indikuje, že řešením rovnice jsou funkce čísel vlastních módů n_x , n_y a n_z , které jsou buď nulové, nebo to jsou kladná celá čísla. L_x , L_y a L_z jsou charakteristické rozměry prostoru, délka, šířka a výška. Rovnice (2.3) popisuje tři různé typy vlastních módů: axiální módy, ve kterých je pouze jedno číslo módu nenulové, tangenciální módy, v nichž jsou dvě čísla módů nenulová, a šikmé módy, pro něž jsou všechna tři čísla módů nenulová.

Výše uvedená rovnice však popisuje akustickou rezonanci pouze pro zcela uzavřený prostor. Autoři zkoumali také akustickou odezvu obdélníkových kavit vystavených proudění kolem jedné otevřené stěny kavity s tím, že pět ostatních stěn má nekonečnou impedanci, a otvor v kavitě neboli šestá stěna má nastavenou určitou impedanci vyzařování [47]. Dospěli k závěru, že axiální mód ve směru do hloubky kavity je dominantní u hlubokých dutin $L/D < 1$. Axiální mód v podélném směru je dominantní u mělkých dutin $L/D \geq 3$. Tato práce byla rozšířena o poznatek, že pod Machovým číslem $M < 0.18$ hluboké kavity vykazují pouze axiální mód ve směru do hloubky kavity [18]. Tento autor také pozoroval tangenciální mód, vzhledem k hloubce a délce kavity a dospěl k závěru, že propojení rezonance kavity s fluidní dynamikou výrazně zvýšilo pozorované rezonanční amplitudy. Zjistil, že u mělkých dutin $L/D > 1$ jsou přirozené vlastní módy kavity silně tlumeny akustickým vyzařováním, a proto se tyto módy pod jistým kritickým Machovým číslem samy nemohou udržet v režimu kmitání [64]. Autoři později dokázali, že hluboké módy se mohou objevit také v mělkých kavitách pro Machovo číslo $M < 0.2$ díky spřažení s fluidně dynamickými oscilacemi ve smykové vrstvě [65].

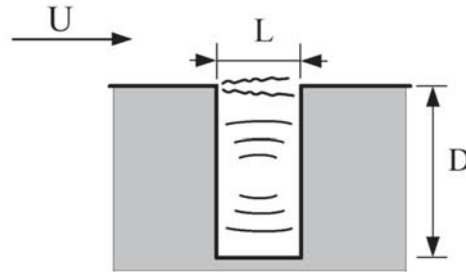
Pokud je jeden konec dutiny otevřený (jako je tomu v případě hloubkových módů), pak je rezonanční frekvence odvozená od rezonanční vlnové délky [41] a je dána rovnicí (2.4).

$$f_n = c \frac{2n - 1}{4D_{eff}} \quad (2.4)$$

S využitím rovnice ze zdroje [47] a spolu s vypočtenými hodnotami radiační rezistance a reaktance pro různé konfigurace kavit při nízkých subsonických Machových číslech, byly předpovězeny frekvence experimentálně pozorovaných hloubkových módů s přesností do 10 % [18]. Proložení křivek pro výsledné predikce poskytlo vztah (2.5) pro hloubkový mód rezonanční frekvence otevřené kavity.

$$f = \frac{0.25c}{D \left[1 + 0.65 \left(\frac{L}{D} \right)^{0.75} \right]} \quad (2.5)$$

Mechanismus hloubkových módů je zobrazen na Obr. 2.5, kde tlakové vlny ve směru do hloubky kavity indikují přítomnost stojaté vlny. Pokud dosadíme do rovnice (2.4) horní mezní frekvenci slyšitelnosti pro lidské ucho, vyjde nám minimální hloubka kavity nutná pro vznik hloubkového módu (3 mm). Kavity s hloubkou menší než je tato, jsou nepodstatné pro tento rezonanční mechanismus. Aby ležely rezonanční frekvence v nejcitlivějším rozsahu lidského sluchu, tj. níže než 8 kHz, musí být hloubka dutiny alespoň 6.5 mm.



Obr. 2.5 Schematické znázornění hloubkového módu kavity. Geometrické parametry rezonátoru jsou: D je hloubka kavity, L je délka kavity, U je rychlost volného proudu nad kavitou. Zdroj [18] - upraveno

Příklad akustické rezonance uzavřeného prostoru v automobilovém kontextu můžeme nalézt například v kavitě pod spárkou dveří (jedná se opět o spřažení oscilací vyvolaných fluidní dynamikou s rezonancí kavity) [39].

Pokud jde o mechanismus Helmholtzovy rezonance, kde vznik prouděním vyvolané akustické rezonance prostoru závisí na proudění kolem otvoru kavity, respektive na emitování nestabilit ve smykové vrstvě na příslušné frekvenci pro vybuzení vlastních frekvencí kavity. Tyto nestability mohou souviset se strukturou smykové vrstvy v otevření kavity, nebo také s konvektivními strukturami mimo otvor kavity.

Rezananční frekvence nezávisí na rychlosti proudění nad kavitou (s výjimkou případů, kdy rychlost proudění může změnit impedanci otvoru kavity, a tím mírně změnit vlastní frekvence kavity), ale závisí především na geometrii dutiny. Autoři dospěli k závěru, že prouděním vyvolané hloubkové módy se nejčastěji vyskytnou, když vlastní akustické módy kavity jsou na stejné frekvenci jako dominantní frekvence nestabilit ve smykové vrstvě [16,18,19].

2.2.4 Propojení rezonančních mechanismů

I když podmínky proudění a daná geometrie kavity nemůže upřednostnit vytvoření rezonančního mechanismu „A“, ale již se projevil rezonanční mechanismus „B“, pak to může způsobit, že se rezonanční mechanismus „A“ rovněž projeví. Pak je možno říci, že tyto dva mechanismy jsou svázané a vyvolají jednu velmi silnou rezonanci se zvýšenou amplitudou a mírně posunutou frekvencí, kterou by jednotlivé mechanismy samostatně nedokázaly vyvolat [19,41,61]. Frekvence se posouvají pouze mírně, protože je obvykle jen malý rozdíl mezi vlastními frekvencemi těchto dvou individuálních mechanismů při daných podmínkách proudění. S energií dodávanou z jednoho mechanismu na pomoc buzení druhému mechanismu, mohou jeden nebo oba mechanismy posunout své frekvence, aby se přizpůsobily vlastní frekvenci toho druhého. Buď tedy jeden mechanismus rezonuje na vlastní frekvenci toho druhého, nebo oba mechanismy posunou vzájemně tento bod mezi své původní vlastní frekvence [19,61].

Aby bylo možné odhadnout, zda k této vzájemné vazbě může dojít, je třeba předpovědět rezonanční frekvence pro oba typy rezonančních mechanismů odděleně a kontrolovat vzájemnou blízkost jejich vlastních frekvencí. V případě, že jsou frekvence ve vzdálenosti do 20 %, pak je velmi pravděpodobné, že vázaná rezonance nastane, a to i v případě, kdy podmínky v proudění nejsou pro jeden nebo oba rezonanční mechanismy ideální. Bylo doporučeno zajistit, aby rezonanční frekvence nebyly blíže než 40 % od sebe (konzervativní návrhové kritérium), aby se zabránilo vzájemnému svázání rezonančních mechanismů [61].

Jak lze vidět na příkladech rezonancí kavit uvedených v 2.2.1, 2.2.2 a 2.2.3, leží většina vyskytujících se rezonancí v automobilovém kontextu v oblasti vzájemně vázaných rezonancí, které mají nejvyšší amplitudy, a proto patří k nejintenzivnějším aeroakustickým zdrojům hluku.

2.3 Shrnutí poznatků k numerickým simulacím

2.3.1 Aerodynamické versus akustické pole

Při numerické simulaci hluku generovaného nestabilitami ve smykové vrstvě je nutné řešit tzv. silné interakce mezi dvěma svým charakterem velmi odlišnými fenomény, a to aerodynamickým polem a akustickým polem. Oba fenomény je možno popsat pomocí stlačitelných Navierových-Stokesových rovnic (2.6),

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{vmatrix} \rho \\ \rho \vec{u} \\ \rho e \end{vmatrix} + \nabla \cdot \begin{vmatrix} \rho \vec{u} \\ \rho \vec{u} \otimes \vec{u} + p - \tau \\ \rho e \vec{u} + \vec{u} p - \vec{u} \tau - \vec{q} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} q \\ \vec{f} \\ f_e \end{vmatrix} \quad (2.6)$$

které tvoří uzavřený systém rovnic o pěti neznámých (ρ, u_x, u_y, u_z, p) . Pro tekutinu, která splňuje podmínky pro ideální plyn, jsou energie na jednotku hmotnosti e a teplota T vázané na hustotu, tlak a rychlosti rovnicemi (2.7) a (2.8).

$$e = \frac{p}{(\gamma - 1)\rho} + \frac{1}{2} \vec{u}^2 \quad (2.7)$$

$$T = \frac{p}{\rho r} \quad (2.8)$$

U popisu akustického pole je nutné vždy použít Navierových-Stokesových rovnic ve stlačitelné formě. Pro popis aerodynamického pole je nutné použít stlačitelnou formu pouze pro vyšší rychlosti proudění ($M > 0.3$) [21].

Aerodynamické úlohy u rychle se pohybujících dopravních prostředků leží prakticky vždy v oblasti turbulentního proudění. K jejich popisu je proto vždy nutné používat Navierových-Stokesových rovnic s nelineárními členy, které popisují turbulenci. Akustické pole popisují Navierovy-Stokesovy rovnice bez nelineárních členů.

Mechanismus aerodynamického generování hluků má tedy charakter nelineárního turbulentního proudění, tj. kaskády chaoticky se rozpadajících vírů. Oproti tomu akustické pole má charakter lineárního harmonického vlnění tlakových změn.

Poměr délkových měřítek turbulentních vírů a akustických vln se liší o několik řádů. V aerodynamickém poli je typicky nejmenší délkové měřítko vírů 10^{-6} m, zatímco vlnová délka tlakových rozruchů, šířících se v akustickém poli, má typicky nejmenší délkové měřítko 10^{-1} m. Pokud bychom tedy používali k numerickému výpočtu obou fenoménů stejnou prostorovou diskretizaci výpočetní sítě, bude aerodynamické pole, z pohledu rozměrových měřítek, popsáno nedostatečně, při použití výpočetní sítě relevantní pro popis akustického pole a naopak.

Víry se šíří rychlostí srovnatelnou se střední rychlostí proudění U_0 , zatímco akustické vlny se šíří rychlostí srovnatelnou s rychlostí zvuku c_0 . Tento poměr rychlosti šíření sledovaných veličin, pro proudění v oblasti nízkých Machových čísel, klade vyšší nároky na prostorovou diskretizaci aerodynamického pole než na prostorovou diskretizaci akustického pole. Vzdálenost, do které se šíří turbulentní víry, podílejší

se na mechanismu generování hluků, je poměrně malá. Víry rychle disipují energii a zanikají. Akustické vlny se oproti tomu šíří v akustickém poli na extrémně dlouhé vzdálenosti, protože je disipace energie zvukových vln ve vzduchu velmi nízká. Numerická schémata, použitá pro simulaci šíření akustických vln, proto nesmí být pro tlakové vlny disipativní. Zde je vidět možný rozpor v nárocích na numerický model, který má věrně modelovat aeroakustický jev v blízkosti zdroje hluku. Po tomto modelu je požadováno, aby korektně disipoval energii vírů malých měřítek a současně nesmí disipovat energii šířících se akustických vln. Podstatné rozdíly mezi aerodynamickým a akustickým polem jsou shrnuty v přehledové tabulce Tab. 2.1.

S ohledem na vzdálenost šíření od zdroje hluku je možno rozdělit výpočtovou doménu na tři zóny:

- oblast zdroje – typicky oblast nestacionárního proudění, modelovaná v CFD;
- blízké akustické pole neobsahuje již žádné významné zdroje aerodynamicky generovaných hluků, ale stále se nachází v oblasti neuspořádaného proudění a komplexních interakcí mezi generovanými hluky;
- vzdálené akustické pole – žádné, nebo uspořádané proudění, bez komplexních interakcí mezi generovanými hluky.

	<i>aerodynamické proměnné</i>	<i>akustické proměnné</i>
<i>nejmenší délková měřítka</i>	Kolmogorov $l_\eta \approx DRe_D^{-3/4}$ (10^{-6} m)	vlnová délka akustických vln $\lambda = \frac{c_0}{f}$ (10^{-1} m)
<i>stlačitelnost</i>	ne ($M < 0.3$)	ano
<i>energetická úroveň</i>	$p \sim 100\text{--}1000$ Pa; $v \sim 1$ m/s	$p \sim 0.2$ Pa; $v \sim 5\text{e-}4$ m/s (80 dB)
<i>rychlost šíření</i>	střední rychlost proudění U_0	rychlost zvuku $c_0 + U_0$
<i>vzdálenost šíření</i>	krátká (disipace) 3D	dlouhá 1D, 2D, 3D

Tab. 2.1 Přehledová tabulka. Shrnuje skutečnosti uvedené v textech kapitoly 2.3.1.

Zdroj [52] - upraveno

2.3.2 Modelování turbulence

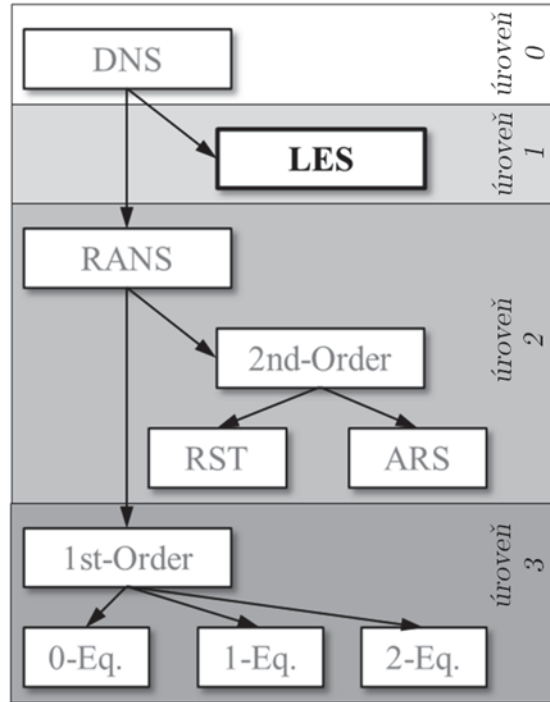
*„Když potkám Boha, chystám se zeptat na dvě otázky.
Proč relativita? A proč turbulence? Skutečně věřím,
že bude mít odpověď na první otázku.“ [36]*

Jak bylo již uvedeno v kapitole 2.3.1, „Aerodynamické úlohy u rychle se pohybujících dopravních prostředků leží prakticky vždy v oblasti turbulentního proudění. K jejich popisu je proto nutné používat Navierových-Stokesových rovnic s nelineárními členy, které popisují turbulenci.“ Právě nutnost modelování turbulence je hlavní komplikací pro matematický aparát řešící Navierovy-Stokesovy rovnice v oblasti reálných inženýrských úloh.

V roce 1949 uvedl John von Neumann o turbulenci toto: „Turbulence nepochybně reprezentuje hlavní princip mnoha částí fyziky a musí být očekáváno, že důkladné porozumění jejím vlastnostem povede k pokroku v mnoha oblastech. Turbulence představuje sama o sobě důležitý princip fyzikální teorie a ryzí matematiky.“ [34]

2.3.3 URANS

S ohledem na dostupný výkon výpočetní techniky bylo po dlouhé období jedinou možností pro uskutečnění numerických simulací turbulentního proudění v aplikacích inženýrské praxe použití tzv. Reynolds Averaged Navier-Stokes equations (RANS) pro stacionární úlohy a tzv. Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes equations (URANS) pro časové úlohy. Jedná se o zjednodušené pojetí Navierových-Stokesových rovnic, ve kterých je pohyb proudící tekutiny popsán zprůměrovanými parametry. Tento přístup je založen na rozdělení parametrů popisujících proudové pole na časově zprůměrované a flukтуаční složky a dominuje při řešení inženýrských úloh dodnes. Jedná se však o pouhé statistické řešení turbulentních parametrů, které nedokáže dostatečně věrně zachytit fenomény související s výskytem nestabilit ve smykové vrstvě. Zařazení RANS do hierarchie dalších metod pro řešení úloh turbulentního proudění je uvedeno na Obr. 2.6 - zdroj [5].



Obr. 2.6 Schématické znázornění hierarchie metod pro řešení úloh turbulentního proudění, včetně hodnoty úrovně jejich zjednodušení. Zdroj [5] - upraveno

2.3.4 DNS

Pro jistý, velmi limitovaný, okruh úloh turbulentního proudění je možno přímo řešit soustavu stlačitelných Navierových-Stokesových rovnic (2.6), za použití metody přímé numerické simulace, označované jako DNS (Direct Numerical Simulation). DNS přímo počítá turbulentní víry všech měřítek a zahrnuje tak do výpočtu celé jejich energetické spektrum. Teoreticky je DNS nejvhodnější metodou pro výpočty v oblasti CAA. Uskutečnění výpočtů pomocí DNS však vyžaduje mít k dispozici tak jemnou výpočtovou síť, která dokáže popsat i ty nejmenší víry ve vírové kaskádě, charakterizované Kolmogorovým délkovým měřítkem l_η . Charakteristické délkové měřítko L pro proudové pole lze určit pomocí vztahu (2.9) [48].

$$\frac{L}{l_\eta} \approx Re_L^{3/4} \quad (2.9)$$

kde Re_L je Reynoldsovo číslo charakterizující sledovaný výpočet proudění a vztahuje se k charakteristickému délkovému měřítku L . Z toho plyne, že potřebný počet bodů ve 3D výpočtové síti pro korektní provedení DNS simulace je $Re_L^{9/4}$, což limituje

praktickou použitelnost DNS metody pouze na úlohy s velmi nízkým Reynoldsovým číslem ($Re < 10^4$). Přesto je DNS metoda používána, a to především jako zdroj cenných validačních dat pro vývoj ostatních numerických metod řešících turbulentní proudění pomocí modelů turbulence. DNS je také hojně využívána pro získávání dalších vědeckých poznatků o fenoménu turbulentního proudění.

2.3.5 LES

Alternativní metodou k DNS a hlavní metodou pro tuto práci je metoda simulace velkých vírů, označovaná jako LES (Large Eddy Simulations).

Vznik metody LES je datován k počátku 60. let dvacátého století, kdy prováděl výzkumy na toto téma Joe Smagorinsky. V tomto čase pracoval Smagorinsky ve skupině, kterou vedl John von Neumann v Princetonu. Tato skupina pracovala na vývoji modelů disipace a difuze pro numerické modely určené pro předpovědi počasí. Doug Lilly, který později pracoval se Smagorinským, rozpoznal potenciál jeho práce pro simulaci turbulentního proudění. Lilly společně s dalšími autory jako jsou Chuck Leith, Jim Deardorff, a později Jack Herring, ustanovili většinu základů pro simulační výzkum turbulence [34].

Na rozdíl od DNS jsou metodou LES přímo simulovány pouze víry velkých měřítek a víry malých měřítek jsou řešeny pomocí tzv. subgrid-scale (SGS) modelu turbulence. Rovnice LES pro stlačitelné, viskózní proudění vzniknou rozdělením proměnných (ρ, u_i) v Navierových-Stokesových rovnicích na filtrovanou část $(\bar{\rho}, \tilde{u}_i)$ a nevyřešenou část $(\bar{\rho}, \tilde{u}_i)$, která je nahrazena SGS modelem. Rovnice filtrů a SGS modelu lze nalézt například v publikaci [69].

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial (\tilde{\tau}_{ij} + \tau_{ij,SGS})}{\partial x_j} \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{e}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{e} \tilde{u}_i}{\partial x_i} = -\frac{\partial \tilde{u}_i \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \tilde{u}_i (\tilde{\tau}_{ij} + \tau_{ij,SGS})}{\partial x_j} - \frac{\partial (\tilde{q}_i + q_{i,SGS})}{\partial x_i} \quad (2.12)$$

Subgrid měřítko pro tenzor napětí $\tau_{ij,SGS}$ a subgrid měřítko pro tepelný tok $q_{i,SGS}$ nahrazují disipativní účinky nevyřešených měřítek pomocí turbulentní viskozity μ_t a turbulentního Prandtlova čísla Pr_t , které je nastaveno na hodnotu 0.5.

Subgrid měřítko pro tenzor napětí a subgrid měřítko pro tepelný tok jsou modelovány dle rovnic (2.13)(2.14).

$$\tau_{ij,SGS} = 2\mu_t \tilde{S}_{ij} \quad q_{i,SGS} = -\frac{\mu_t c_p}{Pr_t} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i} \quad (2.13)$$

$$\tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.14)$$

Velké množství aplikací LES metody určuje turbulentní viskozitu μ_t pomocí Smagorinského modelu [63], se Smagorinského konstantou C_s nastavenou na hodnotu 0.1 a velikostí filtru Δ , viz (2.15).

$$\mu_t = \rho(C_s \Delta)^2 \sqrt{2\tilde{S}_{ij}\tilde{S}_{ij}} \quad (2.15)$$

Se zohledněním redukce měřítek, které se odehrává v blízkosti stěn, je velikost filtru vážena normálovou stěnovou souřadnicí y^+ , postupem, který navrhl Van Driest [68], viz (2.16).

$$\Delta = \Delta(1 - \exp(-y^+/A)) \quad (2.16)$$

SGS model bývá často používán vzhledem k jeho jednoduchosti a nízkým výpočetním nárokům. V současné době jsou používány také další, sofistikovanější SGS modely, jako jsou: WALE model [42], SGS model měřítka podobnosti [2], nebo dynamické procedury [25,38]. Některé otázky ohledně SGS, jako například: jak je SGS model ovlivněn numerickými diskretizačními chybami, nebo jak SGS model přispívá ke generování hluku, to jsou otevřené otázky pro aktuální výzkum CAA [14,70].

Pokud je použit čistě disipativní SGS model, pak je velikost výpočtové sítě určena Taylorovým délkovým měřítkem, které může být určeno dle [7], viz (2.17),

$$\frac{L}{\lambda_g} \approx Re_L^{1/2} \quad (2.17)$$

což vede k tomu, že celkový počet bodů ve výpočtové síti pro 3D LES je úměrný velikosti Reynoldsova čísla dle závislosti $Re_L^{3/2}$. Výpočetní náročnost LES metody s rostoucí hodnotou Reynoldsova čísla tedy také narůstá, ale významně méně než u DNS. Pro CAA aplikace je tedy možné považovat metodu LES za dobrý kompromis mezi výpočetní náročností a přesností.

Metoda LES je typickým nástrojem pro přímou simulaci hluku, tj. pro numerickou simulaci dějů ve zdrojích hluku, ve kterých jsou nestacionárním prouděním generovány oscilace, které ve zpětné vazbě budí akustické rezonance. Mimo přímou simulaci hluku existují ještě další techniky pro numerické výpočty zdrojů hluku, jako je RANS+stochastická rekonstrukce turbulence, nebo analytické přístupy [52]. Tyto metody však nedokáží korektně postihnout silnou vazbu mezi aerodynamickým a akustickým polem, tedy ani tonální hluk v kavitách.

2.4 Shrnutí poznatků ke zpracování signálu

V rámci CFD numerických simulací i validačních měření jsou ve vybraných bodech prostoru monitorovány a ukládány časové záznamy tlakových fluktuací. Tyto datové záznamy je nutno zpracovat a získat z nich parametry akustického signálu. K tomu je nutno použít matematických metod pro tzv. Signal Processing. Informace byly čerpány převážně z publikací [24,28,43,49,59,67].

2.4.1 Specifika digitálně zaznamenaného akustického signálu

Na reálném objektu je průběh tlakových fluktuací, které tvoří akustický signál, vždy spojitý, tedy s definovanou hodnotou v každém časovém okamžiku. Analogové elektrické napětí, které je vybuzeo v měřicím mikrofону fluktuacemi tlaku, je rovněž spojitý. Většina měřicích přístrojů současnosti je založena na principu digitálních technologií, které převádí analogový elektrický signál z měřicích čidel (mikrofonů) do formy digitálního záznamu. Takový záznam pak představuje sekvenci diskretních číselných hodnot (vzorků) sledované veličiny, zaznamenaných v diskretních časových okamžicích. Každá tato číselná hodnota je zaznamenaná v digitálním tvaru, tedy jako sekvence jedniček a nul. Tento proces konverze analogového, spojitého časového signálu na digitálně zaznamenaný, diskretní signál se nazývá vzorkování. Je realizován pomocí tzv. analogově digitálních převodníků [49]. Zvuková karta v počítači je typickým příkladem takového zařízení.

Numerické výpočty CFD jsou zcela přirozeně prováděny ve sledu diskretních časových okamžiků a data z nich jsou zaznamenávána v digitální formě. Proces konverze analogového, spojitého časového signálu na diskretní signál tedy není třeba vůbec provádět. Existují však jisté odlišnosti ve způsobu záznamu digitálních dat z numerických výpočtů a experimentálních měření. Z numerických výpočtů bývají digitální data většinou zaznamenávána ve formě čísla s plovoucí desetinnou čárkou a to buď v jednoduché nebo dvojité přesnosti (single precision, double precision). Data z měření bývají většinou zaznamenávána ve formátu, který právě dostačuje přesnosti měřicího čidla, což bývá celé číslo o délce např. 8, 12, 16, 24, 32 bitů.

Níže jsou definovány parametry charakterizující diskretní signál:

- Vzorkovací interval T udává konstantní časový rozestup, se kterým jsou zaznamenávány jednotlivé diskretní hodnoty sledované veličiny (vzorky), respektive je to čas, který uplyne mezi pořízením dvou po sobě jdoucích vzorků v jednom kontinuálním časovém záznamu.
- Vzorkovací frekvence $f_s = 1/T$ je převrácenou hodnotou vzorkovacího intervalu. Udává, jaký počet vzorků je zaznamenán za jednu sekundu.
- Nyquistova frekvence $f_{max} = f_s/2$ je nejvyšší frekvence, kterou je možné v diskretně zaznamenaném signálu analyzovat.
- Počet vzorků v celém kontinuálním záznamu N
- Počet vzorků ve vybraném úseku záznamu L
- Délka času celého kontinuálního záznamu $T_N = NT = f_s/N$
- Délka času vybraného úseku záznamu $T_L = LT = f_s/L$

2.4.2 Fourierova transformace

V 19. století navrhl francouzský matematik Jean Baptiste Joseph Fourier koncept umožňující vyjádřit časový signál pomocí harmonických signálů (periodických funkcí sinus a cosinus), tedy pomocí funkcí komplexní exponenciály. Fourierova teorie je vystavěna na předpokladu, že jakýkoli časový signál je možné složit z kombinace sinusových vln s různou frekvencí, amplitudou a fází. Tento jeho základní koncept je možno využít pro transformaci signálu z časové do frekvenční oblasti a zpět.

Konverzi spojitého časového signálu do frekvenční oblasti je možno provést pomocí tzv. Fourierovy transformace (2.18), zkráceně označované FT (the Fourier transform)

$$X(\omega) = F\{x(t)\} = \sqrt{\frac{|b|}{(2\pi)^{1-a}}} \int_{-\infty}^{\infty} x(t)e^{ib\omega t} dt \quad (2.18)$$

Konverze je plně reverzibilní, lze ji tedy provést i opačným směrem, z frekvenční do časové oblasti, bez ztráty informace, pomocí tzv. zpětné Fourierovy transformace (2.19), zkráceně označované IFT (the inverse Fourier transform)

$$x(t) = F^{-1}\{X(\omega)\} = \sqrt{\frac{|b|}{(2\pi)^{1+a}}} \int_{-\infty}^{\infty} X(\omega)e^{-ib\omega t} d\omega \quad (2.19)$$

Je nutno poznamenat, že FT v klasickém pojetí vyžaduje spojitý časový signál nekonečné délky, který FT transformuje na nekonečný počet sinusových frekvencí, které přesně popisují transformovaný signál. Toto omezení FT není vhodné pro praktické využití, například pro zpracování dat z měření, při kterém bývá

k dispozici pouze signál konečné časové délky, vzorkovaný s diskrétním časovým krokem konstantní délky. Pro konverzi diskrétního signálu je možno použít tzv. diskrétní Fourierovu transformaci (2.20), zkráceně označovanou DFT (the discrete Fourier transform), nebo tzv. rychlou Fourierovu transformaci, zkráceně označovanou FFT (the fast Fourier transform). FFT je pouze modifikací DFT, která významně urychluje výpočet transformace, jinak jsou jejich vlastnosti totožné až na skutečnost, že FFT vyžaduje vstupní data o délce 2^n vzorků, což ji v rámci této disertační práce znevýhodňuje oproti DFT.

$$X(k) = F\{x(n)\} = \frac{1}{L^{(1-a)/2}} \sum_{n=0}^{L-1} x(n) e^{ib2\pi nk/L} \quad (2.20)$$

$$0 \leq k \leq L - 1$$

K DFT, respektive FFT existuje rovněž možnost provést transformaci opačným směrem, z frekvenční do časové oblasti, bez ztráty informace, pomocí tzv. zpětné diskrétní Fourierovy transformace (2.21), zkráceně označované IDFT (the inverse discrete Fourier transform).

$$x(n) = F\{X(k)\} = \frac{1}{L^{(1+a)/2}} \sum_{k=0}^{L-1} X(k) e^{-ib2\pi nk/L} \quad (2.21)$$

$$0 \leq k \leq L - 1$$

V různých vědeckých a technických oborech jsou používány odlišné konvence pro definování DFT. Toto definování je provedeno nastavením Fourierových parametrů a , b . V oborech zaměřených na analýzu dat je zvykem používat nastavení těchto parametrů na hodnoty $a = -1, b = 1$. V oborech zaměřených na zpracování signálu je zvykem používat nastavení parametrů na hodnoty $a = 1, b = -1$. Pro účely této disertační práce, v níž bylo třeba určovat z vypočteného a naměřeného časového záznamu tlakových fluktuací hodnoty amplitud tónového hluku na odpovídajících rezonančních frekvencích, bylo používáno nastavení parametrů $a = 1, b = -1$.

2.4.3 Procedury hodnocení akustického signálu pomocí DFT

Fourierova teorie je vystavěna na předpokladu, že jakýkoli časový signál je možné složit z kombinace sinusových vln s různou frekvencí, amplitudou a fází. Pomocí DFT je skutečně možné vypočítat parametry těchto sinusových vln, respektive jejich

frekvenci, amplitudu a fázi pro diskretní signál. Nutno ale poznamenat, že Fourierova řada sestavená z těchto sinusových vln bude jistě nabývat hodnot aproximovaného signálu pouze v těchto diskretních bodech. Z toho plynou jistá omezení pro možnost přesného určení hodnot frekvencí a amplitud časového signálu pomocí DFT. Určení hodnot frekvencí a amplitud je však možno významně zpřesnit, pokud jsou při použití DFT zohledněny její specifické vlastnosti. Detailnější popis je v kapitole 4.1.

Před vyhodnocením akustického signálu pomocí DFT je vhodné signál připravit, což představuje následující kroky:

- zhodnocení signálu (minimum/maximum, střední hodnota, ustálenost, atp.)
- výběr vhodného úseku dat ze záznamu pro zpracování
- ustavení střední hodnoty amplitud signálu na nulovou úroveň
- zpracování dat pomocí vhodného typu okna (Rectangular, Hanning, Hanning, Kaiser-Bessel, Barlett, atp)
- provedení DFT
- specifická úprava výsledků DFT pro získání požadovaných parametrů signálu

Jak bylo uvedeno v kapitole 2.4.2, v rámci této disertační práce jsou Fourierovy parametry v DFT nastaveny na hodnoty $a=1$, $b=-1$. Pak je obecný tvar rovnice DFT (2.20) možno přepsat do tvaru (2.22).

$$X(k) = F\{x(n)\} = \sum_{n=0}^{L-1} x(n) e^{-i2\pi nk/L} \quad (2.22)$$

Před vlastní DFT bývá často prováděno zpracování signálu pomocí oken. Jedním z důvodů může být potřeba zabezpečit, aby vybraný segment dat začínal, a také končil s nulovou amplitudou. Obecně totiž vybraný segment dat nulovou amplitudou začínat ani končit nemusí, což může v některých případech zkreslovat výsledky DFT. Pokud je tedy vybraný úsek analyzovaného signálu $x(n)$, $0 \leq n \leq L-1$ zpracováván před použitím DFT například pomocí Hanningova okna (2.23),

$$w(n) = 1 - \cos\left(\frac{2\pi n}{L-1}\right) \quad 0 \leq n \leq L-1 \quad (2.23)$$

pak je možno zapsat DFT ve tvaru (2.24).

$$X_w(k) = F\{w(n)x(n)\} = \sum_{n=0}^{L-1} w(n)x(n) e^{-i2\pi nk/L} \quad (2.24)$$

Následně je pak možné získat například Peridogram, neboli výkonové spektrum z vektoru $X_w(k)$ dle (2.25),

$$I(\omega_k) = \frac{1}{LU} |X_w(k)|^2 \quad (2.25)$$

kde $\omega_k = 2\pi k/L$ pro $0 \leq k \leq L-1$.

$I(\omega_k)$ má jednotku x^2 . Konstanta U v rovnici (2.25) koriguje zkreslení, které je do signálu implementováno při zpracování signálu pomocí okna. Konstanta U koriguje snížení amplitud ve spektrálním odhadu, které je způsobeno zkosením tvaru okna směrem k začátku a konci zpracovávaného signálu [27]. Existuje mnoho způsobů výpočtu korekční konstanty U , každý dává mírně odlišné výsledky. Často používaný způsob výpočtu korekční konstanty popisuje rovnice (2.26).

$$U = \frac{1}{L} \sum_{n=0}^{L-1} (w(n))^2 \quad (2.26)$$

Závěrem ještě několik důležitých poznámek k přípravě signálu:

- Vzorkovací frekvence f_s by měla být nastavena minimálně na dvojnásobek nejvyšší sledované frekvence, která je významným nositelem energie signálu. Je-li vzorkovací frekvence digitálního záznamu příliš nízká pro zachycení skutečné frekvence sledovaného děje, nastává tzv. Aliassing, což znamená, že se záznam jeví, jako by v něm probíhaly děje na mnohem nižších frekvencích. Energie z vyšších frekvencí se tak přelévá do nižších frekvencí, což narušuje spektrum. Než je analogový signál z měřicího čidla digitalizován, je vhodné provést vyhlazení signálu přes tzv. low-pass filtr a oříznout frekvence nad hodnotou $f_s/2$.
- Šířka frekvenčního pásma Δf je při digitálním záznamu dat určena vzorkovací frekvencí f_s . Šířka frekvenčního pásma Δf je dána vztahem $\Delta f = f_s/L$, kde L je počet bodů použitých ve výpočtu DFT, respektive FFT. Vypočtená hodnota výkonového spektra a spektra výkonové hustoty tak neurčuje přímo výkon (výkonovou hustotu) na dané frekvenci, ale výkon rozložený do šířky frekvenčního pásma Δf se středem v této frekvenci.
- Střední hodnota amplitud analyzovaného signálu má být před provedením DFT ustavena na nulovou úroveň. Tím je ze signálu odstraněna stejnosměrná složka a takto zpracovaný signál je označován jako „Detrended“. To zabrání přehlcení hodnot spekter na nízkých frekvencích.

3 Cíle disertační práce

Cílem disertační práce je výzkum numerických modelů, vhodných pro popis dvou velmi odlišných fenoménů - aerodynamického pole a akustického pole, které se vzájemně ovlivňují v silné interakci. Práce se zaměřuje na přímou simulaci hluku v bezprostřední blízkosti zdroje. Důraz klade především na porovnání dvou rozdílných přístupů k modelování turbulence, a to Large Eddy Simulation (LES) a Unsteady Reynolds-averaged Navier–Stokes equations (URANS).

Má být dosaženo následujících dílčích cílů, které byly zvoleny na základě současného stavu poznání:

- Vyvinout takové specifické nástroje pro analýzu výsledků CAA modelů a experimentálních měření pro validaci, aby výsledky modelování a experimentů byly porovnatelné. Nástroje budou zohledňovat především specifické vlastnosti výsledků CAA, zejména dostupnost pouze velmi krátkého časového záznamu akustického signálu v řádu desetin sekundy až jednotek sekund, které dovolí získat jen velmi široké frekvenční pásmo v řádu jednotek až desítek Hz.
- Porovnat dva rozdílné přístupy modelování turbulence LES a URANS s ohledem na jejich schopnost věrně popsat chování tónových zdrojů hluku, u nichž je zvuk generován nestabilitou ve smykové vrstvě. Porovnat jejich přesnost, nároky na výpočetní výkon, spolehlivost konvergence a identifikovat vhodná diskretizační a iterační schémata.
- Navrhnout a vyrobit reálný objekt pro validaci numerických modelů. Připravit, provést a vyhodnotit experimenty, které poskytnou data pro validaci. Objekt bude snadno dostupný, bez specifických nároků na energie, prostory a vybavení. Bude na něm možno provádět měření opakovatelně, s požadovanou přesností.
- Validovat numerické modely na získaných experimentálních datech.

Vzhledem k výše definovaným cílům, autor definoval následující vědeckou otázku, kterou svou prací zodpoví:

„Lze numerickou simulací věrně popsat chování tónových zdrojů hluku, u nichž je zvuk generován nestabilitami ve smykové vrstvě turbulentního proudění?“

Na základě definované vědecké otázky autor předkládá následující pracovní hypotézy:

„Chování tónových zdrojů hluku, u nichž je zvuk generován nestabilitami ve smykové vrstvě, lze věrně popsat numerickou simulací turbulentního proudění, která přímo počítá velké vírové struktury (LES).”

„Chování tónových zdrojů hluku, u nichž je zvuk generován nestabilitami ve smykové vrstvě, nelze věrně popsat numerickou simulací turbulentního proudění, která turbulentní proudění pouze modeluje (URANS).”

4 Metody, geometrie a modely

4.1 Metoda vyhodnocení akustického signálu

4.1.1 Specifický nástroj CAA pro analýzu akustického signálu

Jedním z cílů disertační práce je vytvořit specifický nástroj pro analýzu výsledků CAA modelů a experimentálních měření. Tento analytický nástroj musí zohlednit skutečnost, že díky vysoké výpočetní náročnosti CFD simulací má časový záznam akustického signálu těchto výpočtů celkovou délku pouze jednotek sekund, z něhož ustálená část, vhodná pro vyhodnocení, bude mít délku sotva několik desetin sekundy. Z tak krátkého časového záznamu nelze standardním způsobem použitím DFT získat frekvenční pásmo užší než mnoho jednotek, či dokonce desítky Hz.

Pokud je například k dispozici ustálený časový záznam o celkové délce $T_N = 0.125$ s, DFT poskytne frekvenční rozlišení $\Delta f = 1/T_N = 1/0.125 = 8$ Hz. Pokud je z těchto dat analyzován tónový hluk, jako je například buffeting, který má první rezonanční frekvenci typicky kolem 20 Hz, je frekvenční rozlišení metody 8 Hz nedostatečné.

V protikladu k možnostem CAA simulací, normy a měřicí postupy pro provádění experimentálních měření aeroakustických jevů na dopravních prostředcích důsledně předepisují, nebo alespoň doporučují, získání kontinuálního, ustáleného záznamu o délce obvykle alespoň 1 minuta, nebo i více, pro každé jednotlivé měření.

Takto významné odlišnosti v délkách časových záznamů z experimentálních měření a ze CFD simulací zákonitě musí vést k odlišným metodám pro vyhodnocování dat.

Vyhodnocení zvukových záznamů z experimentálních akustických měření se časem ustálilo na dvou standardně používaných přístupech:

- Konstantní procentuální šířka pásma, označovaná jako CPB (the constant percentage bandwidth);
- Konstantní šířka pásma, což je přirozený výstup z analýzy FFT.

Přístup CPB je v přístrojích pro akustická měření realizován tak, že některý prvek měřicího řetězce, respektive jeho HW, nebo SW, obsahuje standardizované, digitální, pásmové filtry (propusti), které filtrují vstupní signál a propouští jen vybrané pásmo frekvencí z analyzovaného akustického signálu. Měřicí přístroj za pásmovým filtrem v čase integruje energii akustického signálu, který prošel propustí, a umožňuje vyhodnotit, kolik energie za daný čas tímto filtrem prošlo, tedy, kolik je jí v daném frekvenčním pásmu obsaženo. Typicky lze v akustických měřicích přístrojích nastavit šířky frekvenčních pásem 1/1-, 1/3-, 1/12-, a 1/24-oktávového pásma.

Přístup s konstantní šířkou pásma je v přístrojích realizován přímou transformací signálu z časové do frekvenční oblasti pomocí FFT. Rozdělení energií do pásem o konstantní šířce je přirozenou vlastností FFT a DFT [59].

Oba výše uvedené přístupy vyhodnocení akustických měření však vyžadují jistou, dostatečně dlouhou dobu časového záznamu pro získání výsledků s potřebnou úrovní přesnosti. U CPB ke zpřesňování dochází přirozeně s nárůstem množstvím dat, které projdou pásmovým filtrem. FFT používá pro zpřesnění výsledků průměrování většího množství dat [24]. Zpřesňování výsledků u obou přístupů je dosaženo zpracováním statisticky významného množství dat. CPB není pro analýzu krátkých záznamů ze CFD simulací použitelné.

Autoři článků o CAA, kteří ve svých člancích uvádí, jak vyhodnocují tónový hluk ze svých CFD simulací [8,55,62,66], používají FFT, nikoli DFT, přestože to nemusí být výhodné, jak bude ukázáno níže v této kapitole na řešeném příkladu.

Pokud první rezonanční frekvence tónového hluku bude $f_{\lambda 1} = 20$ Hz, pak perioda její akustické vlny bude $T_{\lambda 1} = 1/f_{\lambda 1} = 1/20 = 0.05$ s. Pokud bude k dispozici časový záznam z numerické simulace CFD o délce 0.1 s, pak bude záznam obsahovat pouze dvě vlnové délky této frekvence. Z hlediska CAA simulací však mají tónové hluky typu buffeting v ustáleném režimu několik velmi výhodných vlastností [50]:

- mají velmi stabilní hodnoty rezonančních frekvencí a jejich amplitud,
- amplituda první rezonanční frekvence je násobně vyšší než amplituda další rezonanční frekvence v pořadí,
- vzdálenosti rezonančních frekvencí jsou významné.

Z výše uvedených charakteristických vlastností tohoto typu signálu plyne i náplň hlavního úkolu pro vyvíjený specifický nástroj pro analýzu výsledků CAA, a to extrahovat z krátkého signálu co možná nejpřesněji hodnoty prvních rezonančních frekvencí a jejich amplitud.

Autor této práce vyvinul specifický nástroj na základě charakteristických vlastností DFT. Jakých výhodných vlastností DFT je v nástroji využito, bude demonstrováno na příkladu analýzy jednoduchého harmonického signálu v analogii s knihou [43].

Jedná se o harmonický signál dle rovnice (4.1).

$$p(n) = \cos\left(\frac{2\pi}{24}n\right) + 0.2 \cos\left(\frac{2\pi}{8}n\right) \quad (4.1)$$

$$0 \leq n \leq 59$$

Z rovnice je patrné, že se jedná o signál s délkou 60 vzorků, který obsahuje 2.5násobek vlnové délky první frekvence $1/24$ s amplitudou 1.0 a 7.5násobek vlnové délky druhé frekvence $1/8$ s amplitudou 0.2. Grafické výstupy z analýzy tohoto signálu, které demonstrují princip specifického nástroje, založeného na charakteristických vlastnostech DFT, jsou uvedeny na sérii obrázků Obr. 4.1.

Specifický nástroj pro analýzu výsledků CAA, který umožňuje přesně určit hodnoty harmonických frekvencí a jejich amplitud i z velmi krátkého časového záznamu dat, v délce pouhých desetin sekundy, je založen na charakteristických vlastnostech DFT. Konstantní šířka pásem ve frekvenční oblasti, do kterých DFT či FFT transformují signál z časové oblasti, odpovídá převrácené hodnotě délky tohoto časového signálu. Signál vstupující do DFT však neobsahuje žádnou informaci o časovém rozestupu, se kterým byly zaznamenány sledované veličiny. Obsahuje pouze sekvenci hodnot (vzorků). V případě zpracování akustického signálu obsahují vzorky hodnotu tlaku. Výstupem DFT a FFT je pak rovněž pouze sekvence hodnot ve tvaru komplexních čísel, které představují amplitudu a fázi sledované veličiny. Tato sekvence hodnot rovněž nenese žádnou informaci o hodnotě rozestupu mezi frekvencemi, tedy o šířce frekvenčního pásma neboli frekvenčním rozlišení. Konkrétní hodnotu šířky frekvenčního pásma je tedy nutno vypočítat mimo DFT či FFT z hodnoty celkové délky zpracovávaného signálu. Je-li jako jediný údaj o délce signálu znám pouze celkový počet vzorků n v signálu, pak je možné určit šířku frekvenčního pásma, po provedení DFT či FFT, pouze jako $1/n$. Pokud je známý časový údaj o rozestupu mezi vzorky, pak je možné určit šířku frekvenčního pásma v příslušných fyzikálních jednotkách. Pokud je délka časového záznamu v sekundách, pak bude jednotkou šířky frekvenčního pásma s^{-1} , tedy Hz.

Metoda specifického nástroje pro analýzu výsledků CAA je založena na možnosti nastavit šířku frekvenčního pásma počtem vzorků, které vstupují do DFT. Signál dle rovnice (4.1), na kterém je princip metody demonstrován, obsahuje celkem 60 vzorků. Pokud je provedena DFT na celém signálu $0 \leq n \leq L - 1 = 59$, viz Obr. 4.1 (a), pak zobrazení signálu ve frekvenční oblasti odpovídá Obr. 4.1 (b). Druhé, respektive třetí frekvenční pásmo, ukazuje hodnoty amplitud 0.29, respektive 0.34. Ze signálu jsou odebrány 3 vzorky, tedy $0 \leq n \leq L - 1 = 56$ viz Obr. 4.1 (c) a opět je provedena DFT viz Obr. 4.1 (d). U druhého, respektive třetího frekvenčního pásma, se změnila hodnoty amplitud na 0.38, respektive 0.25. Opět jsou ze signálu odebrány 3 vzorky, tedy $0 \leq n \leq L - 1 = 53$ viz Obr. 4.1 (e) a opět je provedena DFT viz Obr. 4.1 (f). Hodnota amplitudy druhého frekvenčního pásma se opět zvýšila, a to na hodnotu 0.46, zatímco u třetího frekvenčního pásma se amplituda opět snížila, a to na hodnotu 0.15. Pokračováním tohoto postupu a zkrácením signálu celkem

o 12 vzorků, má upravený signál celkovou délkou 48 vzorků, tedy $0 \leq n \leq L - 1 = 47$ viz Obr. 4.1 (i). Po DFT transformaci je výsledkem zobrazení ve frekvenční oblasti viz Obr. 4.1 (j). Hodnota amplitudy druhého frekvenčního pásma dosahuje hodnoty 0.5 a hodnota amplitudy třetího frekvenčního pásma klesla na hodnotu 0 přesně. Na grafu Obr. 4.1 (j) je dále vidět, že všechny hodnoty amplitud, mimo frekvenčních pásem 2, 6, 42 a 46 leží na jedné horizontální přímce a číselně mají hodnotu 0 přesně. Nenulové hodnoty amplitud vykazují frekvenční pásma 2 a 46, respektive 6 a 42, a to 0.5, respektive 0.1. To znamená, že šířka frekvenčních pásem je přesně ztotožněna s hodnotami frekvencí, ze kterých je složen analyzovaný tónový signál.

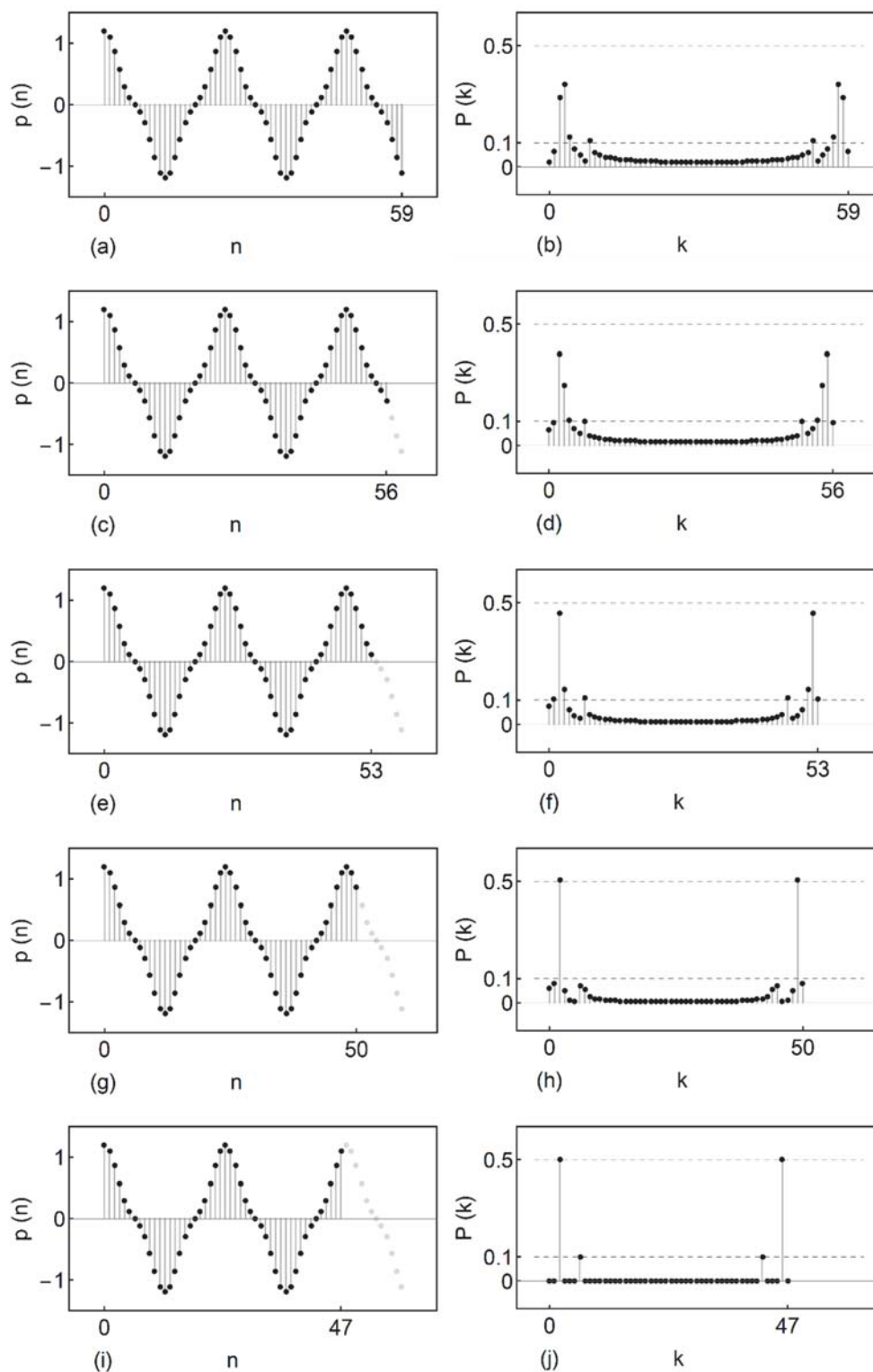
Vliv postupného odebírání vzorků na nastavování šířky frekvenčních pásem, při hledání přesných hodnot frekvencí tvořících harmonický signál, je také možno přehledně demonstrovat pomocí grafu Obr. 4.2.

Na tomto grafu je vidět, jak se při sekvenčním odebírání vzorků ze signálu frekvenční pásma postupně roztahují a přibližují se k hledaným frekvencím, až se s hledanými frekvencemi protnou. Přesné protnutí frekvenčních pásem s hledanými frekvencemi je ideální stav, kterého netřeba u reálného signálu dosáhnout. Metoda tedy zejména umožňuje přiblížit se velmi těsně k přesným hodnotám hledaných frekvencí a jejich amplitud. Indikátorem toho, že se podařilo těsně se přiblížit k hledané frekvenci, je snížení amplitud na sousedících frekvenčních pásmech na minimální hodnoty.

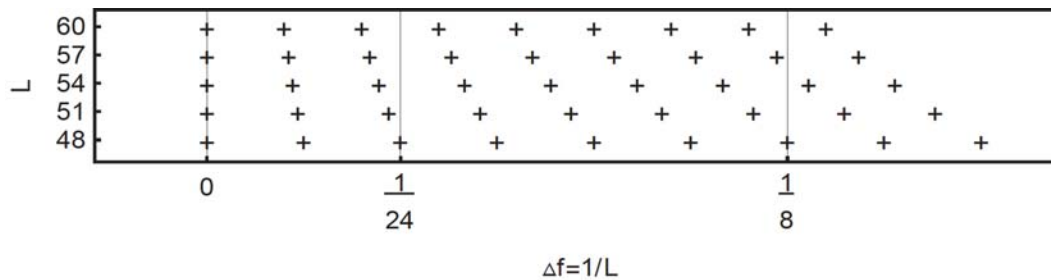
Nyní je nutné ještě vysvětlit, proč hodnoty amplitud zobrazené ve frekvenční oblasti, po zpracování v DFT, mají pouze poloviční hodnoty amplitud oproti analyzovanému signálu. Příčina tkví v další charakteristické vlastnosti DFT, a tou je symetrické spektrum. Výsledkem DFT analýzy signálu tvořeného sekvencí reálných čísel je oboustranné spektrum (full spectrum), které je tvořeno sekvencí komplexních čísel, jejichž amplitudy jsou symetricky sdružené kolem středu spektra, respektive k pozici $L/2 - 1$. Z toho také plyne, že energie analyzovaného signálu je po transformaci do frekvenční oblasti rozdělena symetricky mezi pravou a levou stranu spektra, vyjma frekvenčního pásma na pozici $k = 0$, které svého symetrického partnera ve spektru nemá [59].

Při výpočtu amplitud jednotlivých harmonických složek signálu $\overline{X}_w(k)$ ze spektra obdrženého pomocí DFT (2.24) je nutné uvedenou charakteristickou vlastnost DFT zohlednit a výpočet amplitud provést dle rovnice (4.2) [67].

$$\overline{X}_w(k) = \begin{cases} 1/L |X_w(k)|, & k = 0 \\ 2/L |X_w(k)|, & 1 \leq k \leq L/2 - 1 \end{cases} \quad (4.2)$$



Obr. 4.1 Grafické zobrazení postupu analýzy signálu (4.1) specifickým nástrojem, který využívá charakteristických vlastností DFT. Graf (a) zobrazuje signál plné délky. Na grafu (b) je zobrazen výsledek DFT analýzy signálu (a). Grafy (c), (e), (g) a (i) zobrazují postupné odebírání vzorků od konce signálu. Na grafech (d), (f), (h) a (j) jsou pak zobrazeny výsledky DFT analýzy signálů (c), (e), (g) a (i) v uvedeném pořadí.



Obr. 4.2 Grafické zobrazení šířky frekvenčních pásem DFT v závislosti na celkovém počtu vzorků, který byl použit jako vstup do DFT analýzy. Při počtu $L = 48$ vzorků, což odpovídá šířce frekvenčního pásma $\Delta f = 1/48$, se dvě šířky frekvenčního pásma $2 \cdot \Delta f = 2/48$ přesně protínají s frekvencí první harmonické složky signálu $f_1 = 1/24$ a šest šířek frekvenčního pásma $6 \cdot \Delta f = 6/48$ se přesně protíná s frekvencí druhé harmonické složky $f_2 = 1/8$.

FFT má rychlostní výhodu, je ale striktně limitována délkou datového záznamu 2^n . Pomalejší DFT může pracovat s datovými záznamy libovolné délky. Jinak jsou FFT a DFT vzájemně zcela zaměnitelné [28]. Pro uvedenou metodu postupného zpřesňování hodnot frekvencí a amplitud nelze FFT použít, protože striktně vyžaduje signál s pevně daným počtem vzorků 2^n . Uvedená metoda vyžaduje použití DFT.

Specifický nástroj pro analýzu výsledků CAA byl vytvořen v rámci této práce v programovacím jazyku Mathematica od firmy Wolfram Research viz Obr. 4.3.

4.1.2 Metoda vyhodnocení akustického signálu

První rezonanční frekvence zvoleného aeroakustického objektu by měla mít hodnotu kolem 65 Hz viz kapitola 4.2. Výpočetní kapacity, které byly v rámci této disertační práce k dispozici, pro provedení CFD simulací nestacionárního proudění, umožňovaly získat záznam ustáleného akustický signálu o délce přibližně 0.25 s pro každou úlohu. Z toho plyne, že záznam ustáleného akustického signálu obsahuje přibližně pouze 16 vlnových délek harmonické složky tvořící první rezonanční frekvenci. Vyhodnocení toho, zda lze považovat zaznamenaný akustický signál za ustálený, probíhalo vizuální kontrolou vypočteného akustického signálu v grafech.

Při rozebrání tohoto signálu na jednotlivé periody a při vzájemném porovnání těchto period pomocí statistických metod se jeví vypočtený signál jako deterministický. Nevykazuje prakticky žádnou směrodatnou odchylku amplitud ani frekvencí. K obdržným výsledkům ze CFD simulací je tedy, v rámci této práce, přistupováno jako k deterministickým hodnotám. Akustický signál, získaný simulací, tomuto předpokladu skutečně velmi dobře odpovídá. Při tak malém počtu period v záznamu by ani nedávalo smysl pokoušet se zpřesnit parametry signálu pomocí statistických metod.

```
(* Specifický nástroj pro analýzu výsledků CAA *)
(* autor software Vratislav Šálený *)

(* definice zadávaných proměnných *)
(* umístění souboru se vzorky akustického signálu *)
inputfile = "C:\\000_tmp\\CFD\\var06-zpracovani-dat\\p-var06m.dat";
(* pořadové číslo prvního zvoleného vzorku ve výběru *)
sfirst = 38887;
(* pořadové číslo posledního zvoleného vzorku ve výběru *)
slast = 55852;
(* délka prohledávané oblasti *)
ssearchlength = 100;
(* monitorovaný bin *)
binmonitored = 48;
(* monitorovaný měřicí bod *)
ppoint = 2;
(* vyzorkovací frekvence akustického signálu *)
srate = 65536;

(* definice počítaných proměnných *)
outb = {};
outbv = {};
pvec = Import[inputfile, "Table"] ;
stotal = Length[pvec];

For[i = slast, i > slast - sssearchlength, i--,
{
  psub = pvec[[sfirst ;; i, ppoint]];
  pmid = Mean[psub];
  pcentered = psub - pmid;
  L = Length[pcentered];
  c = 2 Abs[Fourier[pcentered, FourierParameters -> {1, -1}]]/L;
  bin = binvicinity = c[[binmonitored - 3 + 1 ;; binmonitored + 3 + 1]];
  binvicinity[[4]] = 0;
  AppendTo[outb, bin];
  AppendTo[outbv, binvicinity.binvicinity];
}
]
outposition = Max[Position[outbv, Min[outbv]]];
sposition = slast - outposition + 1;
freq = binmonitored*srate/(sposition - sfirst + 1);

Print[ppoint, ",", binmonitored, ",", sfirst, ",", slast, ",", \
sposition, ",", freq // N, outb[[outposition]], outbv[[outposition]]]
```

Obr. 4.3 Výpis programu Specifický nástroj pro analýzu výsledků CAA, který byl vytvořen v rámci této disertační práce v programovacím jazyku software Mathematica od firmy Wolfram Research. Tento programovací jazyk umožňuje velmi efektivně a při nízkém počtu řádků ve zdrojovém kódu programu vytvářet poměrně komplikovaný systém propojených matematických funkcí. Tímto programem byl vyhodnocovaný veškerý akustický signál.

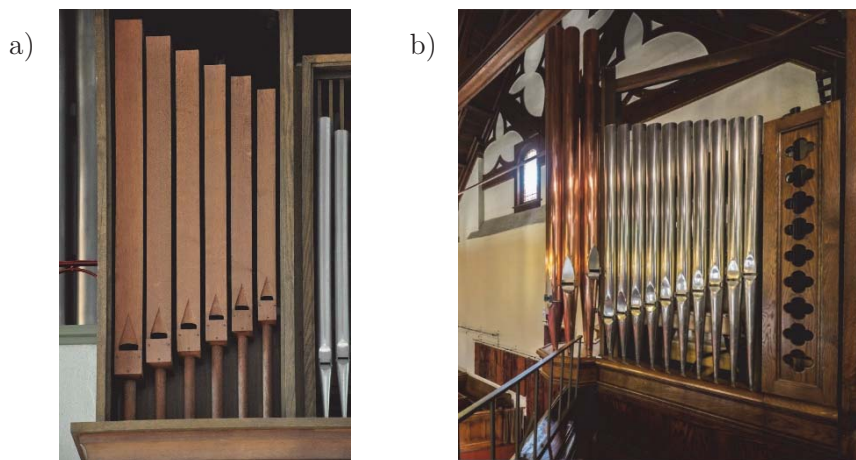
4.2 Aeroakustický objekt

4.2.1 Prvotní úvahy o výběru objektu

Po úvahách o tom, nad jakým reálným aeroakustickým objektem by bylo vhodné realizovat tuto disertační práci, padla volba na varhanní píšťalu. Jedná se přeci jen o objekt, s kterým je spojováno povznášení ducha, a to údajně již více než 2300 let. První zmínky o varhanních píšťalách lze nalézt již v řecké antické literatuře [22].

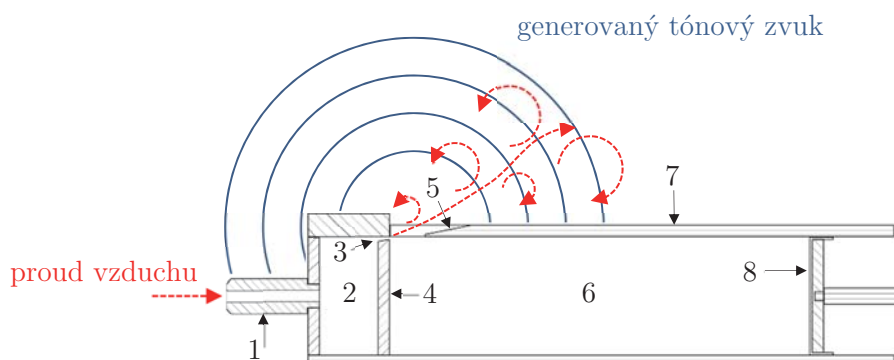
Samozřejmě, že mnohem důležitějším faktorem pro toto rozhodnutí bylo, že varhanní píšťala je typově zdrojem tónových zvuků, na které je zacílena tato disertační práce. Projevují se u ní všechny mechanismy uvedené v kapitole 2.2. Jedná se o dostupný objekt, jehož provoz při validačních měřeních nemá specifické nároky na energie, prostory ani vybavení. Je možno si nechat vyrobit píšťalu prakticky pro libovolný hudební tón. Varhanní píšťaly generují vysoké hodnoty hladin akustického tlaku, takže odstup od hluku na pozadí je dostatečný pro provedení přesných měření i mimo akustickou místnost, například ve volném prostoru.

4.2.2 Souhrn důležitých poznatků o vybranému objektu



Obr. 4.4 Fotografie dvou odlišných konstrukčních řešení varhanních píšťal. Na obrázku a) jsou vyobrazeny varhany s píšťalami typu Gedackt, na obrázku b) jsou vyobrazeny varhany s píšťalami typu Spitzgedackt.

Konstrukční řešení varhanní píšťaly, která byla vybrána jako vhodný aeroakustický objekt pro tuto práci, se v němčině nazývá „Gedackt“. Jedná se o rezonátor otevřený na jednom konci, který má konstantní průřez po celé své délce. Existují také jiná konstrukční řešení varhanních píšťal, např. píšťaly s rezonátorem kónického průřezu, v němčině označované jako „Spitzgedackt“, u nichž nejsou fyzikální jevy uplatňovány tak jednoduše, jako u píšťaly typu „Gedackt“ viz Obr. 4.4.



Obr. 4.5 Schematické naznačení mechanismu buzení aeroakustického jevu v píšťale typu Gedackt. Pojmenování jednotlivých částí varhanní píšťaly: 1. noha, 2. komora, 3. spára, 4. jádro, 5. labium, 6. rezonátor, 7. tělo píšťaly, 8. ladítko.

Rezonátorem varhanní píšťaly je vzduchový sloupec v trubici charakterizovaný řadou podélných vlastních módů. Na vysokých kmitočtech se v rezonátoru vyskytují také příčné módy, které však leží vysoko nad hlavními podélnými tóny varhanní píšťaly. Mechanismus vzniku podélných vlastních módů je popsán například v literatuře [53].

Důležitými parametry rezonátoru jsou:

- Počet otevřených konců

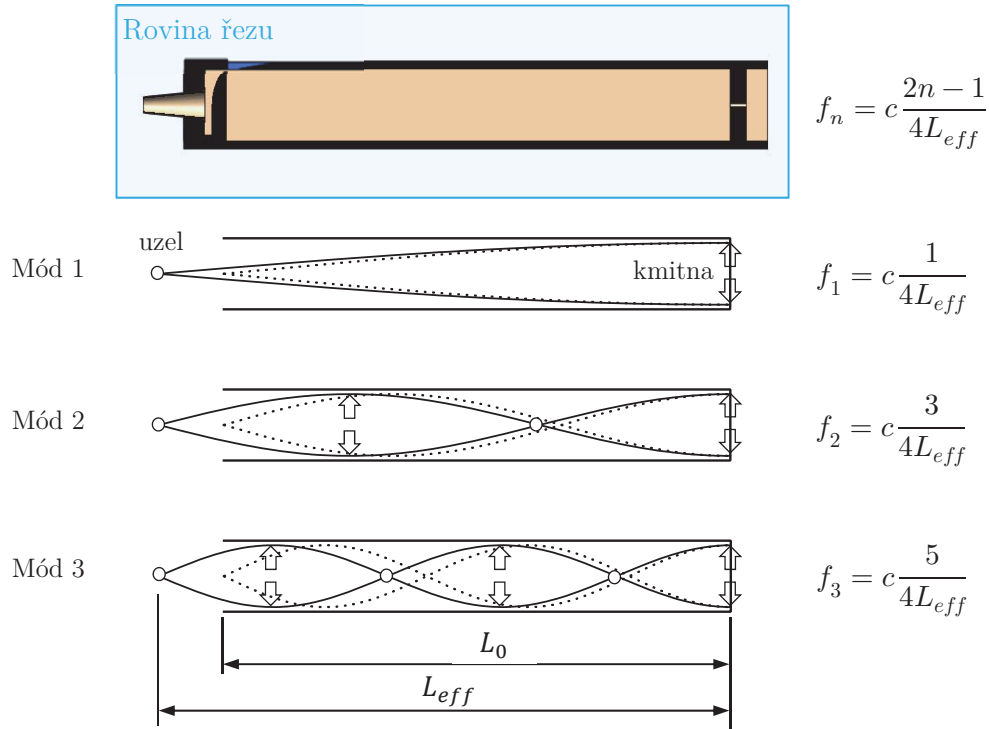
Rezonátory varhanních píšťal bývají konstruovány jako trubice otevřené na obou koncích, nebo pouze na jednom konci.

- Délka rezonátoru

Určuje frekvence vlastních módů rezonátoru, na kterých píšťala generuje tónový zvuk.

Oscilace vzduchového sloupce v rezonátoru je vyvolaná aeroakustickým jevem, který je buzen vzduchem proudícím z komory přes tenkou spáru do otevření rezonátoru nad tzv. labium. Tenký sloupec proudu vzduchu vyfukovaný do klidného prostředí vytváří na tomto rozhraní nestabilní smykovou vrstvu, která svými oscilacemi vybudí kmitání vzduchového sloupce v rezonátoru. Mechanismus buzení aeroakustického jevu v píšťale typu Gedackt je schematicky naznačen na Obr. 4.5.

Oscilace vzduchového sloupce ve skutečnosti nekončí již v místě otevřeného konce trubice rezonátoru, ale až v jisté vzdálenosti za ukončením trubice. Proto se reálná délka trubice liší od efektivní, neboli akustické délky rezonátoru [23], která je větší než reálná délka trubice. Díky tomuto efektu je pak vůbec možné, aby takový rezonátor vyzařoval otvorem ukončujícím trubici akustickou energii do okolí.



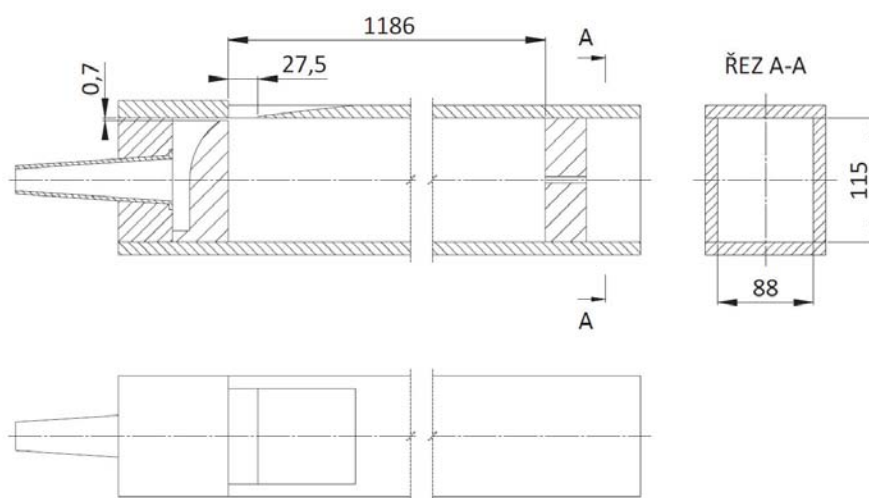
Obr. 4.6 Průběh maximálních amplitud podélného, stojatého vlnění po délce varhanní píšťaly. Na obrázku je uveden průběh maximálních amplitud pro první tři vlastní módy rezonátoru. K danému módu je na pravé straně uvedena rovnice pro výpočet frekvence daného módu, kde c je rychlost zvuku ve vzduchu při dané teplotě a tlaku. Frekvence f_1 je základní tón píšťaly, frekvence f_2 a další jsou tzv. vyšší harmonické, neboli alikvotní tóny, které doplňují základní tón a činí jej bohatší, zajímavější, barevnější a plnější.

Frekvence jednotlivých módů rezonátoru pro varhanní píšťalu typu Gedackt je možné vypočítat rovnicí (2.4). V případě tohoto typu varhanní píšťaly je efektivní délka rezonátoru určena rovnicí (4.3) v souladu s literaturou [23].

$$D_{eff} = L_{eff} = L_0 + \Delta_e + \Delta_m \quad (4.3)$$

Kde L_0 je reálná délka trubice rezonátoru. Δ_e je koeficient nárůstu efektivní délky rezonátoru o vliv otevřeného konce a Δ_m je koeficient nárůstu efektivní délky o vliv geometrie labiály. Stanovení L_0 je jednoduchý úkol, stačí pouze změřit délku trubice rezonátoru. Problém je ovšem určit koeficienty Δ_e, Δ_m pouze na základě znalosti geometrie píšťaly. Pokud je ovšem u posuzované varhanní píšťaly známá hodnota frekvence f_1 základního tónu, který odpovídá prvnímu vlastnímu módu rezonátoru při dané teplotě, je možné vypočítat hodnotu L_{eff} bez znalostí koeficientů Δ_e, Δ_m , dle rovnice (4.4), ve které c je rychlost zvuku ve vzduchu při dané teplotě.

$$L_{eff} = c \frac{1}{4f_1} \quad (4.4)$$



Obr. 4.7 Výkres varhanní píšťaly generující základní tón velké C včetně uvedení hlavních rozměrů.

4.2.3 Praktická realizace objektu

Tato práce je zacílena na zdroje nízkofrekvenčních tónových hluků typu buffeting, proto byla jako vhodný aeroakustický objekt vybrána varhanní píšťala typu Gedackt¹, která generuje jako základní tón velké C. Výkres varhanní píšťaly s uvedením hlavních rozměrů, které určují její aeroakustické vlastnosti, je uveden na Obr. 4.7. Fotografie její praktické realizace jsou uvedeny na Obr. 4.8.

Dle požadavku měl výrobce naladit píšťalu tak, aby generovala základní tón o frekvenci 64 Hz při teplotě prostředí 20°C. Naladění bylo provedeno nastavením vzdálenosti $L_0 = 1.186 \text{ m}$. Při teplotě vzduchu 20°C a hodnotě atmosférického tlaku 101325 Pa, který odpovídá tlaku vzduchu na úrovni hladiny moře, vychází hodnota rychlosti zvuku $c = 343 \text{ m s}^{-1}$. Při těchto podmínkách vychází efektivní délka rezonátoru této píšťaly dle rovnice (4.4).

$$L_{eff} = c \frac{1}{4 \cdot f_1} = 343 \frac{1}{4 \cdot 64} = 1.340 \text{ m}$$

Jak uvádí literatura např. [32], efekt ukončení prodlouží rezonátor kruhového průřezu na akustickou délku, která je delší oproti její skutečné délce o 61% poloměru trubice.

¹ Specificky zmodifikovanou, rozebiratelnou variantu varhanní píšťaly pro provedení validačních měření, která umožňuje snadný a rychlý přístup do prostoru rezonátoru pro rychlou změnu poloh měřících mikrofónů vyrobila firma VARHANY, spol. s r.o.



Obr. 4.8 Vyrobená varhanní píšťala, generující základní tón velké C, specificky navržená pro účely validačních měření. Je vybavena demontovatelným víkem, polohovatelnou zátkou a kovovou, stavitelnou spárou, vyfukující vzduch.

U jednostranně otevřeného rezonátoru, což je případ použité píšťaly, je dle použité literatury toto prodloužení dvojnásobné, tedy 122% poloměru trubice.

Varhanní píšťala, používaná v rámci této práce, nemá kruhový průřez. Po přepočtení rozměrů jejího průřezu $0.115 \times 0.88 \text{ m}$ na kruhový průřez, vychází poloměr průřezu 0.057 m . Když je k reálné délce trubice rezonátoru $L_0 = 1.186 \text{ m}$ přidán koeficient nárůstu efektivní délky rezonátoru o vliv otevřeného konce $\Delta_e = 0.057 \cdot 1.22 = 0.070 \text{ m}$, pak vychází dle rovnice (4.3).

$$L_{eff} - \Delta_m = L_0 + \Delta_e = 1.186 + 0.070 = 1.256 \text{ m}$$

Po dosazení hodnoty $L_{eff} = 1.340 \text{ m}$, vypočtené na základě rovnice (4.4), je možné vypočítat také koeficient nárůstu efektivní délky o vliv geometrie labiálu Δ_m .

$$\Delta_m = L_{eff} - (L_0 + \Delta_e) = 1.340 - 1.256 = 0.084 \text{ m}$$

Obdržené výsledky se poměrně dobře shodují s údaji nalezenými v literatuře [17]. Přestože byl výpočet provedený přepočtením dat z varhanní píšťaly obdélníkového průřezu na kruhový průřez, lze dovodit, že L_{eff} i Δ_m mají přibližně stejný vliv na změnu akustické délky rezonátoru, respektive na její prodloužení oproti reálné délce rezonátoru L_0 . Skutečné frekvence varhanní píšťaly budou zjištěny až následně validačním měřením.

4.3 Modely aeroakustického objektu

4.3.1 Numerický model pro CFD výpočty

CFD výpočty, předložené v pojednání ke státní doktorské zkoušce, byly provedeny v komerčním kódu FLUENT. Další výzkum ukázal, že pro vědeckou práci, zabývající se porovnáním numerických metod, má komerční kód podstatnou nevýhodu, a to že procedury programu zůstávají skryté. V komerčním kódu se nedařilo rozkrýt některé nejasnosti ve výsledcích výpočtů, proto se autor této práce rozhodl se přejít na zcela otevřený kód OpenFOAM² [8], který umožnil rozkrýt těchto nejasností a ukázal se tak mnohem vhodnější volbou pro tuto vědeckou práci.

V rámci této práce bylo nutno provést řešení numerických simulací nestacionárních, stlačitelných Navierových-Stokesových rovnic (2.6). Na dalších stranách jsou uvedeny okomentované výpisy procedur programu OpenFOAM, které byly použity při simulaci úloh tónového hluku v rámci této práce. Hlavní výpočetní smyčka řešiče, která provádí numerické řešení rovnic (2.6) iteračním postupem v časových krocích, volá jednotlivé procedury, které řeší dílčí části rovnic (2.6). Procedury jsou zapsány ve stejné symbolice matematických operátorů, v jakých je zvykem zapisovat vlastní Navierovy-Stokesovy rovnice. Pro vědeckou činnost, kterou se zabývá tato práce, spočívající ve výzkumu numerický modelů, je možnost takto sestavovat numerická výpočetní schémata naprosto optimální.

² Vývoj otevřeného kódu OpenFOAM (původně FOAM) má následující historii. Kód vytvořil Henry Weller na konci osmdesátých let v Londýně na Imperial College. Jeho cílem bylo vyvinout mocnější a flexibilnější platformu pro obecné počítačové simulace, než FORTRAN, který byl v té době de facto standardem pro počítačové simulace. Henry Weller proužil pro FOAM jako programovací jazyk C++ pro jeho modularitu a objektově orientované vlastnosti. V roce 2004 založili Henry Weller, Chris Greenshields a Mattijs Janssens firmu OpenCFD Ltd, která vytvořila a vydala kód OpenFOAM. V roce 2011 získala OpenCFD Ltd společnost Silicon Graphics International (SGI). V téže době byla autorská práva ke kódu OpenFOAM převedena na nově založenou, neziskovou organizaci - nadaci OpenFOAM, která dále spravuje a distribuuje kód dostupný široké veřejnosti. V roce 2012 získala firmu OpenCFD Ltd od SGI společnost ESI. V roce 2014 opustili Weller a Greenshields skupinu ESI a pokračovali ve vývoji otevřeného kódu, jménem nadace OpenFOAM, ve firmě CFD Direct Ltd, která pokračuje ve vývoji distribuce OpenFOAM. ESI dále samostatně vyvíjí odnož pod názvem OpenFOAM-plus. Za dobu svojí existence si kód OpenFOAM vytvořil pevnou pozici jak v akademické sféře, tak v průmyslu, kde jej pro CFD simulace využívají například automobilový výrobci.

Nyní již blíže o tom, v čem se lišily procedury pro CFD simulaci aeroakustických jevů na modelech varhanní píšťaly pro čtyři různé varianty modelování turbulence. Výskyt klíčové fráze "**turbulence->**" kdekoli v těle kódu znamená volání příslušného podprogramu, nebo funkce, pro zvolený model turbulence. To je to jediné, čím se liší procedury jednotlivých úloh při různě zvolených přístupech k modelování turbulence. Kód hlavní výpočetní smyčky zůstává stejný. V případě CFD simulace tónových hluků, počítaných v rámci této disertační práce, byl používán kód hlavní výpočetní smyčky s názvem **rhoPimpleFoam.C** viz Obr. 4.9. V těle hlavní smyčky se vyskytuje klíčová fráze "**turbulence->**" pouze jednou. Dále se ale objevuje také ve volaných funkcích a podprogramech, například v části zdrojového kódu **UEqn.H** viz Obr. 4.10.

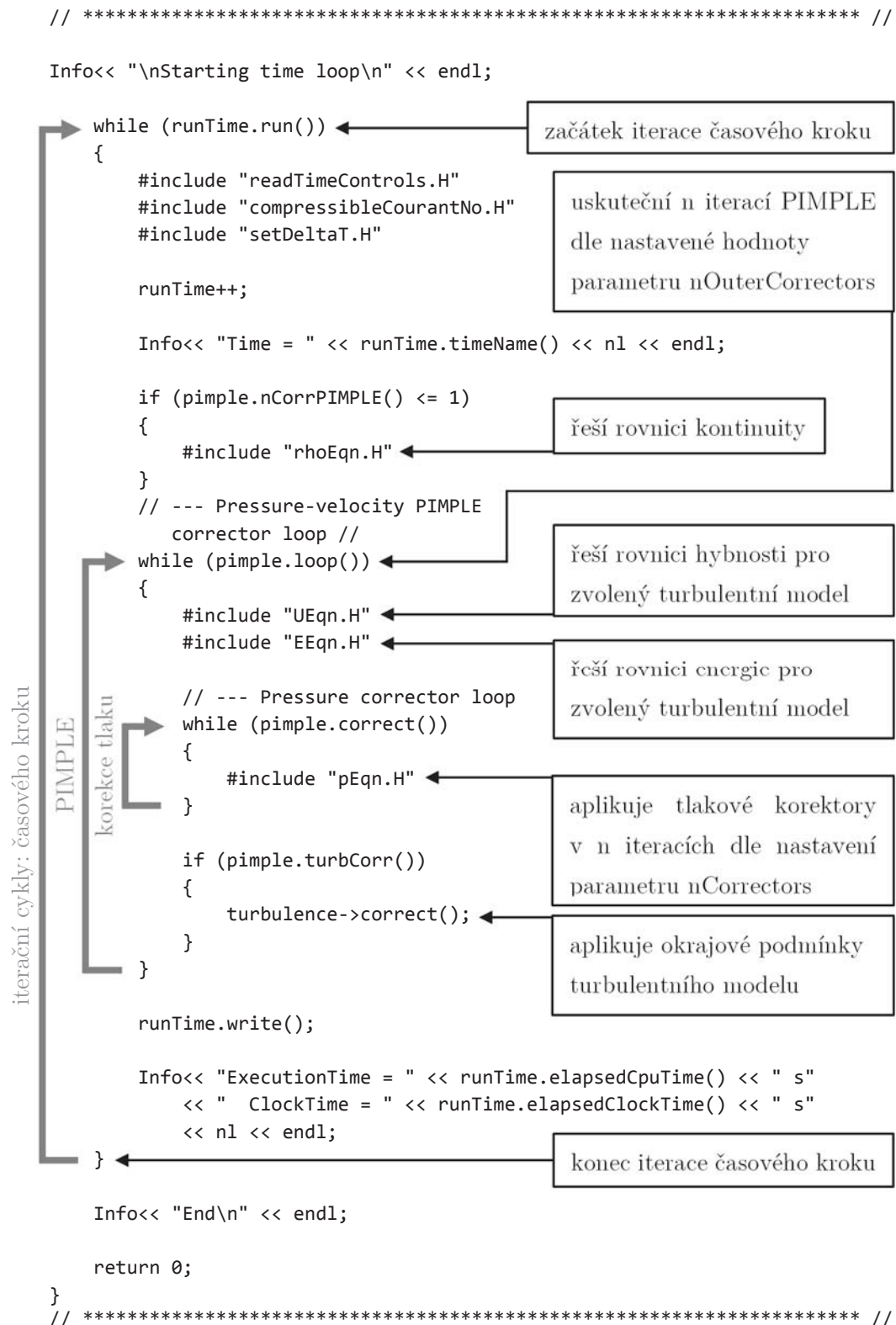
Když prováděná výpočetní procedura dorazí ke klíčové frázi "**turbulence->**", dojde ke větvení programu, viz Obr. 4.11 a původní klíčovou frázi nahradí jiná klíčová fráze označující zvolený přístup k modelování turbulence. Pokud se bude jednat například o přístup modelování turbulence, který používá explicitní LES metodu, bude tato klíčová fráze "**LESModel::**". Pokud bude například v programu před nahrazením uvedeno "**turbulence->correct()**", pak bude tato klíčová fráze nahrazena novou klíčovou frází "**LESModel::correct()**" a program zavolá podprogram s tímto názvem. Typ modelování turbulence si volí uživatel kódu OpenFOAM ve vstupním souboru s názvem **turbulenceProperties** umístěném v podadresáři **./constant/** kořenového adresáře zadané výpočetní úlohy. OpenFOAM používá pro zadávání úloh pevnou adresářovou strukturu, ve které mají podadresáře striktně určená umístění a názvy.

V rámci této práce byly s úspěchem získány a vzájemně porovnány čtyři varianty značně odlišného přístupu k modelování turbulentního proudění. Jednalo se o tři modifikace metody simulace velkých vírů LES (Large Eddy Simulation) a jednoho modelu turbulentního proudění založeného na nestacionárních Reynoldsových, časově průměrovaných, Navierových-Stokesových rovnicích URANS (Unsteady Reynolds-averaged Navier–Stokes equations).

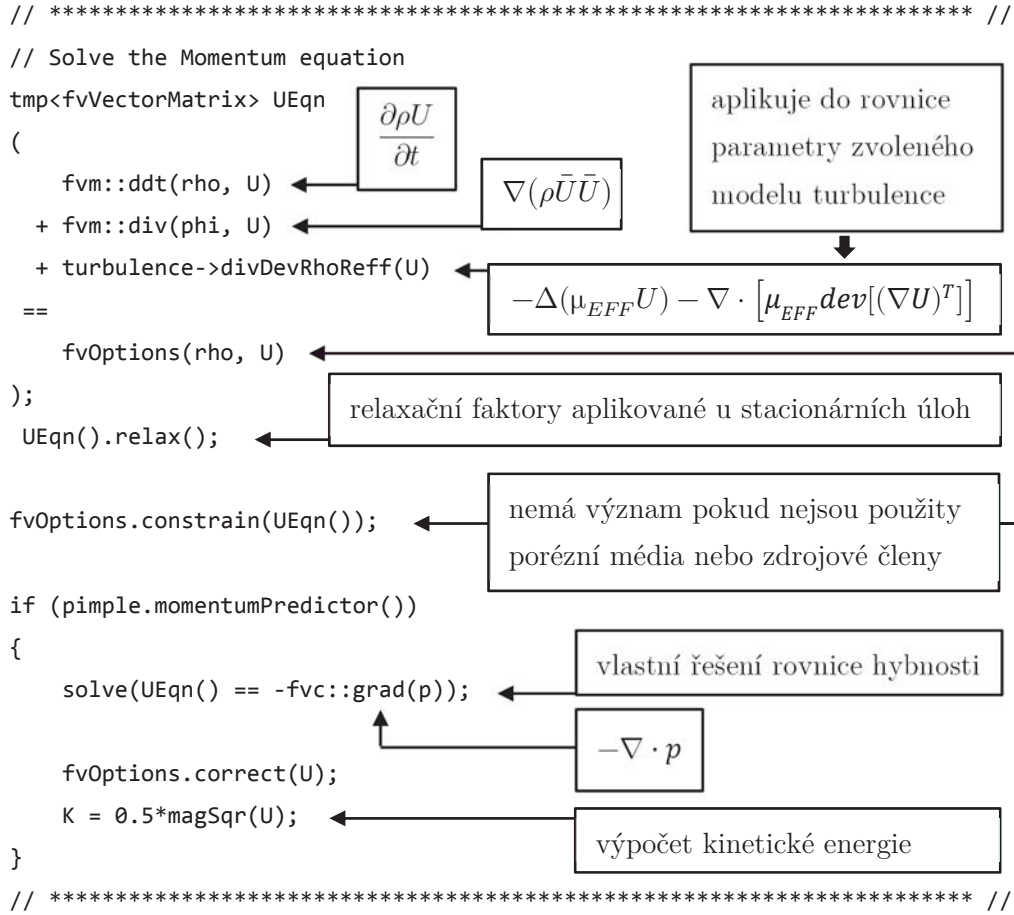
Tyto varianty jsou v rámci této disertační práce označovány zkratkou:

- LES-SMAG
- LES-IMPL
- LES-NONE
- URAS-RNG

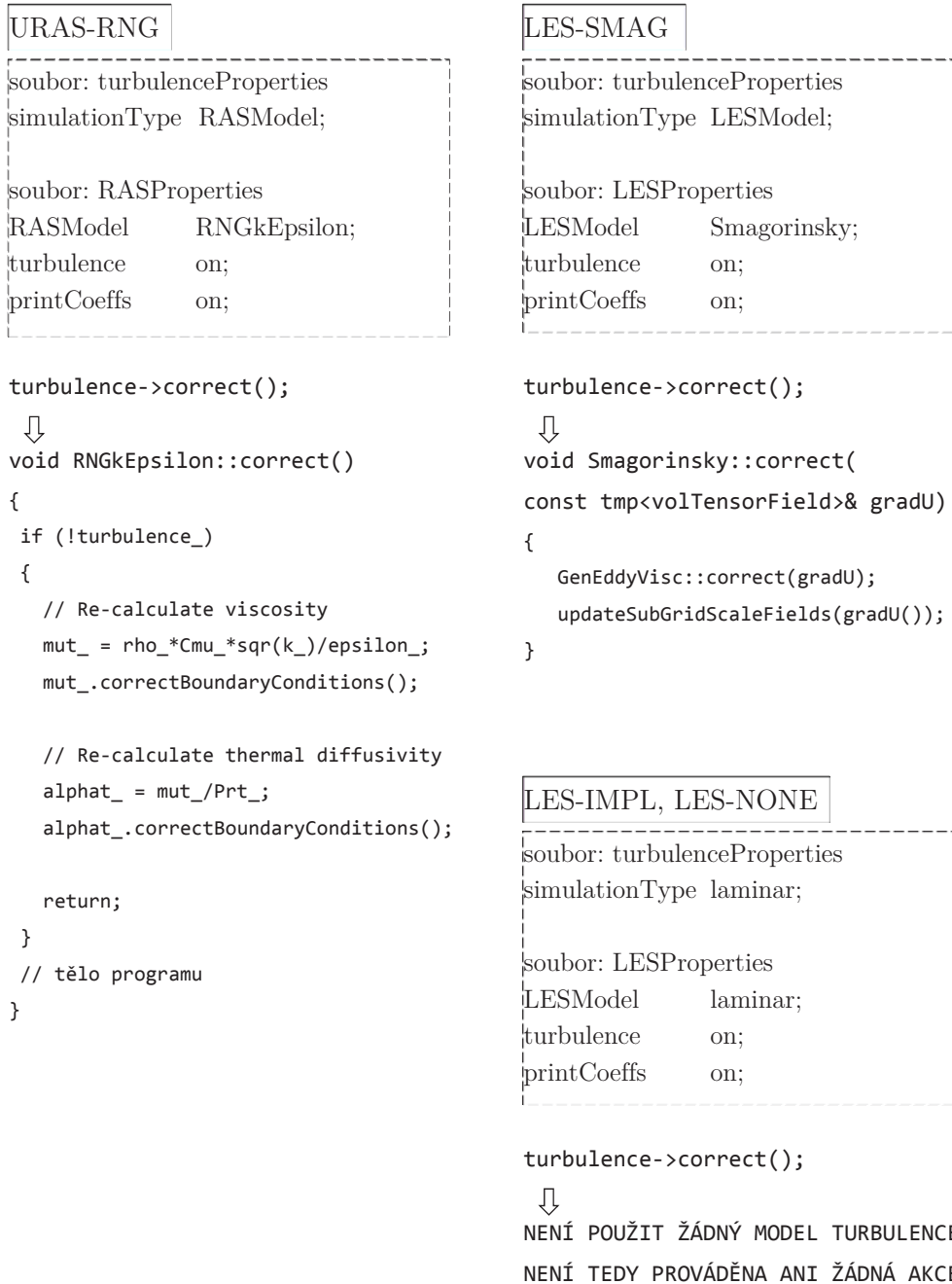
Nastavení numerických schémat kódu Open-FOAM, při kterých se podařilo získat korektní výsledky CFD simulací aeroakustického jevu pro tyto varianty, je uvedeno ve strukturované formě na Obr. 4.12. Varianty jsou podrobně popsány v kapitole 0.



Obr. 4.9 Zdrojový kód hlavní výpočetní smyčky (řešiče) v OpenFOAM, použitý v rámci této práce pro provedení aeroakustických výpočtů. Výpočetní smyčka provádí iteraci časových kroků v numerickém řešení nestacionárních, stlačitelných Navierových-Stokesových rovnic. Tento řešič Open FOAM se nazývá **rhoPimpleFoam.C**.



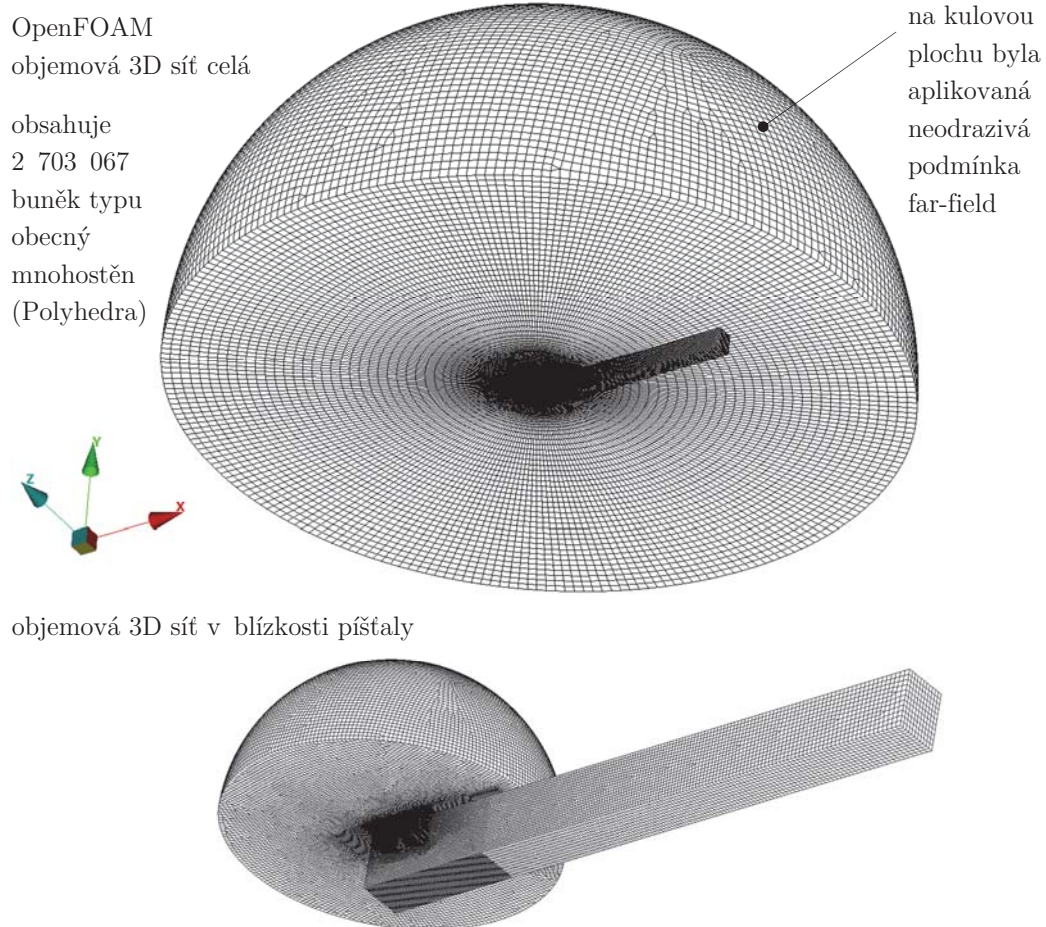
Obr. 4.10 Zdrojový kód v souboru **UEqn.H**, do kterého se odkazuje hlavní výpočetní smyčka **rhoPimpleFoam.C** při řešení rovnice hybnosti. Kromě definice rovnice hybnosti tato část kódu nastavuje také parametry limity řešení rovnice dle hodnot vstupních dat zadaných uživatelem do souboru **fvSolution**.



Obr. 4.11 Schéma větvení programových procedur pro použité výpočetní varianty modelu turbulence v okamžiku, kdy běh hlavní výpočetní smyčky řešiče OpenFOAM dorazí k volání funkce `turbulence->correct()` aplikující okrajové podmínky pro daný turbulentní model.

fvSchemes	URAS-RNG	LES-SMAG	LES-NONE	LES-IMPL	
ddtSchemes	{ backward }				
gradSchemes	{ Gauss linear }				
laplacianSchemes	{ Gauss linear corrected }				
interpolationSchemes	{ Linear }				
snGradSchemes	{ corrected }				
divSchemes {					
default	none				
div(phi,U)	Gauss LUST grad(U)			Gauss vanLeer 0.2	
div(phi,e)	-	Gauss LUST grad(e)			
div(phi,h)	LUST grad(h)	-			
div(phid,p)	Gauss upwind	-			
div(phi,K)	Gauss linear				
div(phiv,p)	-	Gauss linear			
div(phi,k)	Gauss upwind	Gauss limitedLinear 1			
div(phi,B)	-	Gauss limitedLinear 1			
div(B)	-	Gauss linear			
div(phi,muTilda)	-	Gauss limitedLinear 1			
div(phi,epsilon)	Gauss upwind	-			
div(phi,R)	Gauss upwind	-			
div(phi,omega)	Gauss upwind	-			
div((rho*R))	Gauss linear	-			
div(R)	Gauss linear	-			
div(U)	Gauss linear	-			
div((f1))	Gauss linear				
div((f2))	-		Gauss linear		
}					
kde: f1= muEff*dev2(T(grad(U))); f2= thermo:mu*dev(grad(U).T());					

Obr. 4.12 Kombinace numerických schémat, nastavených v řídicím souboru fvSchemes kódu OpenFOAM, která byla použita při CFD simulacích jednotlivých variant.



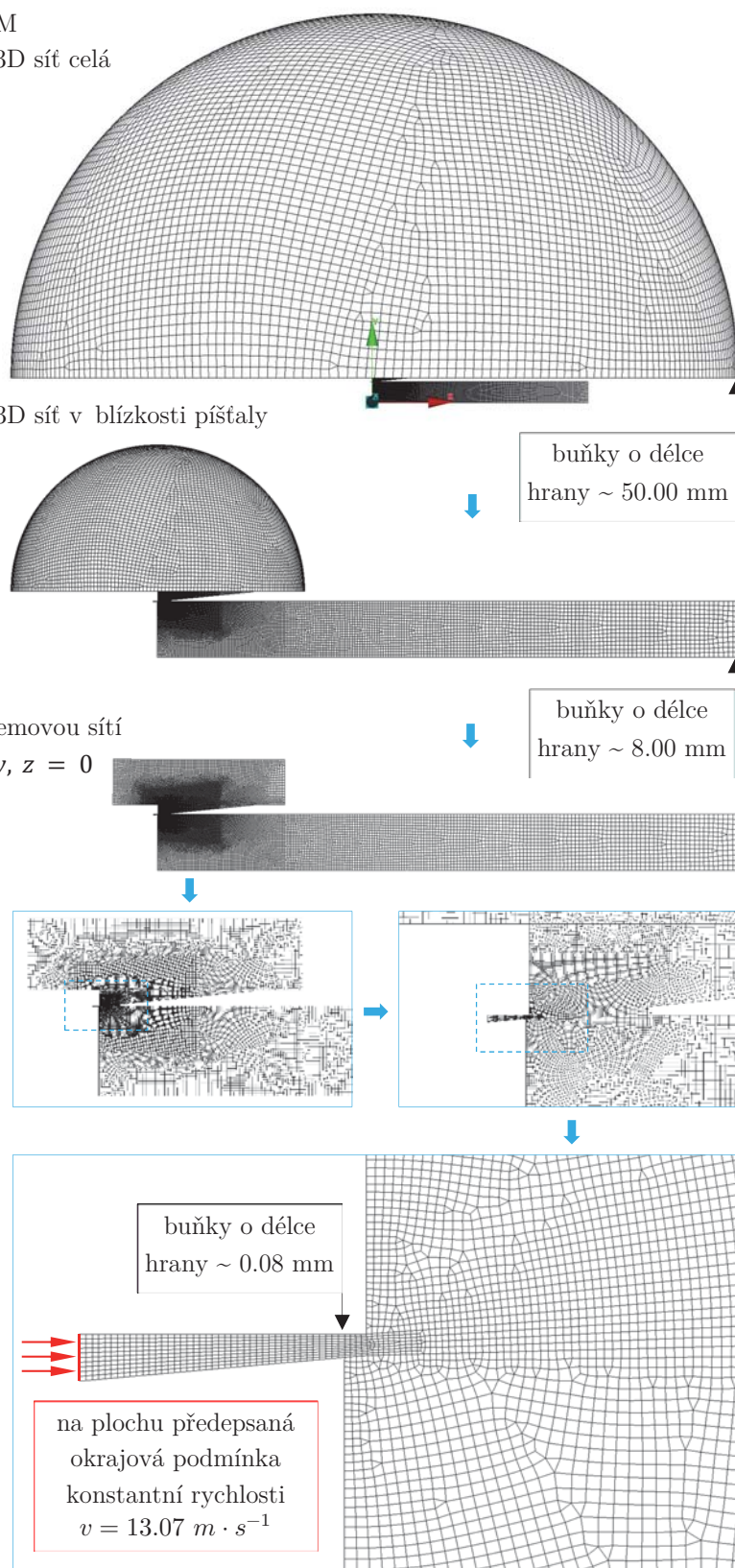
Obr. 4.13 Objemová 3D síť, na které byly s úspěchem provedeny všechny CFD simulace. Výpočtová síť byla zhotovená v software ANSA.

Všechny úspěšné CFD simulace byly provedeny na síti Obr. 4.13 a Obr. 4.14. Tato síť byla výsledkem postupného ladění jak samotné výpočtové sítě, tak numerických schémat v kódu OpenFOAM až do stavu, kdy nestacionární CFD simulace začaly poskytovat důvěryhodné výsledky. Oproti výpočtům předloženým na pojednání ke státní doktorské zkoušce doznala výpočtová síť podstatných změn. Byla doplněna o objemný model vnějšího okolí varhanní píšťaly ve tvaru poloviny koule o poloměru 2 metry. Na kulovou plochu byla aplikovaná neodrazivá okrajová podmínka far-field, která zamezuje návratu akustických vln zpět do výpočetní domény. Směrem k okraji výpočetní domény velikost hrany buněk narůstala až na délku hrany 50 mm. Jak roste vzdálenost od aeroakustického zdroje rychlost proudění prudce klesá a velikost hrany buněk je pak určena pouze šířením akustických vln. Nejvyšší tón generovaný varhanní píšťalou má frekvenci $\sim 186 \text{ Hz}$ při rychlosti zvuku ve vzduchu $343 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, to odpovídá vlnové délce harmonické vlny $\sim 1.84 \text{ m}$. Při délce hrany buňky 50 mm, tedy 0,05 m, je délka této harmonické vlny rozprostřena na 37 buněk, což je pro její přesný popis více než dostatečné.

OpenFOAM

objemová 3D síť celá

objemová 3D síť v blízkosti pístaly

2D řez objemovou sítí
v rovině xy , $z = 0$ 

Obr. 4.14 Zobrazení detailů výpočetní sítě a demonstrující postupný nárůst buněk v síti.

4.3.2 Experimentální model pro validační měření

Pro validačních měření, byla navržena specificky modifikovaná konstrukce varhanní píšťaly³ pro tónový zvuk velké C viz Obr. 4.15, umožňující zkoumat vliv změn v nastavení geometrie píšťaly na aeroakusticky generovaný zvuk. U píšťaly je možno měnit délku rezonančního prostoru, nastavovat výšku a šířku šterbiny vyfukující vzduch. Odnímatelné víko píšťaly usnadňuje montáž a ustavení měřících mikrofónů.

Pod varhanní píšťalu byl navržen a vyroben také tuhý rám viz Obr. 4.15, který eliminuje případné nežádoucí vibrace a usnadňuje manipulaci s varhanní píšťalou v průběhu experimentů, protože se píšťala nachází přibližně ve výšce pasu experimentátora. Měření probíhala ve venkovním prostoru, tedy v podmínkách, které se blíží volnému zvukovému poli. Čas pro provádění experimentů byl vždy pečlivě vybírán tak, aby byl minimalizován hluk pozadí.

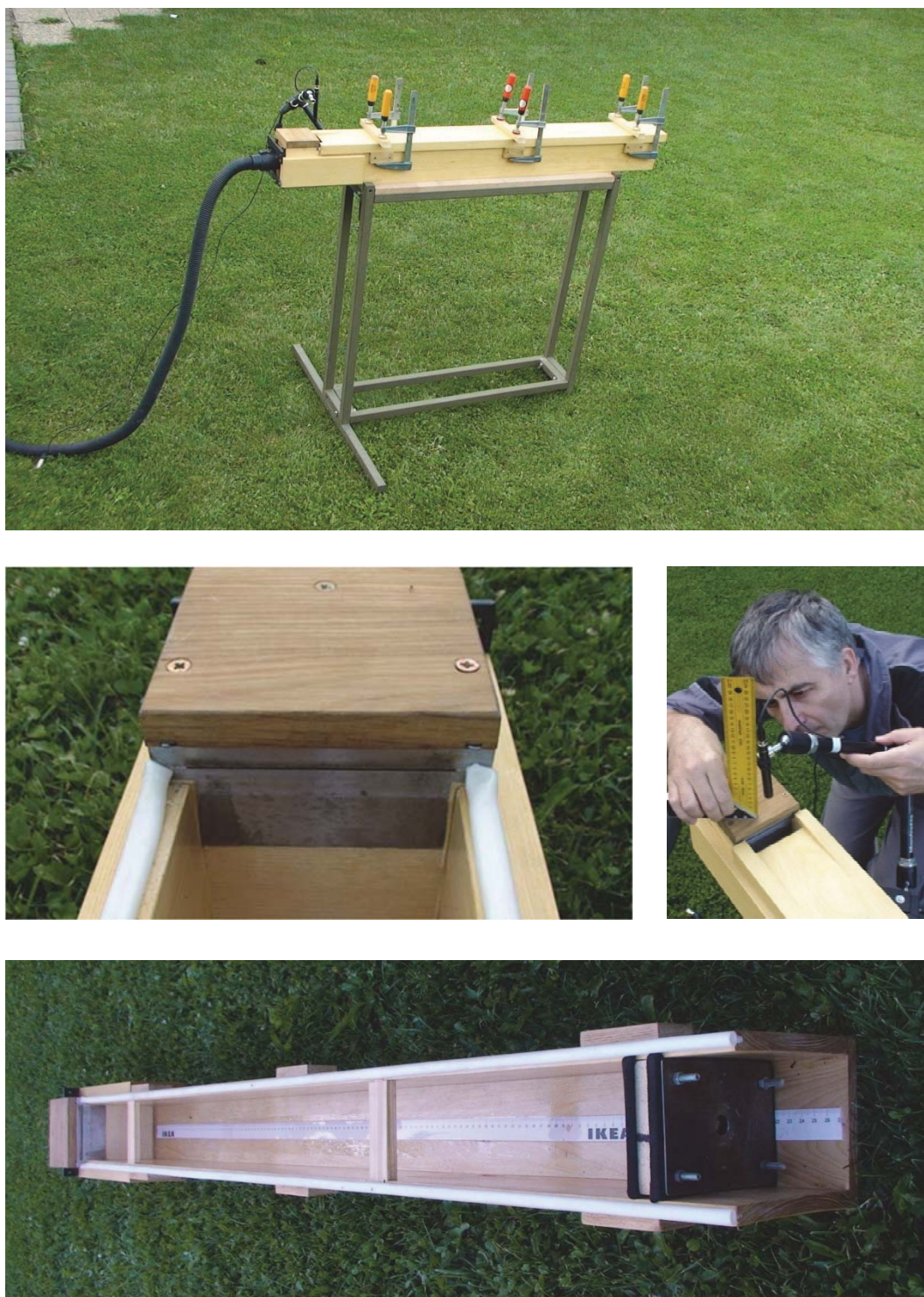
Ustavování mikrofónů do poloh měřících bodů probíhalo ručně za použití běžných dílenských měřitek viz Obr. 4.15. Na dno píšťaly, do osy symetrie, bylo nalepeno papírové měřítko, vůči kterému byly ustavovány měřící mikrofony. Vzduch do píšťaly byl dodáván z přetlakového měchu, jehož vnitřní přetlak byl nastaven na konstantní hodnotu pomocí závaží. Tento měch byl plněn velmi tichým dmychadlem. Jednalo se o profesionální zařízení, které je standardně používáno u kostelních varhan. Toto zařízení velmi ochotně zapůjčila firma VARHANY spol. s r.o. po nutnou dobu na provedení validačních měření.

Měření probíhalo tak, že data pro jednotlivé polohy mikrofónu byla zaznamenána do wav souborů. Tato data byla následně analyzována vyvinutým specifickým nástrojem CAA pro analýzu akustického signálu. Specifikem tohoto měření byla velmi vysoká hladina akustického tlaku, která byla měřena. Bylo poměrně obtížné nalézt vhodný měřící mikrofón, který by byl schopen takto vysoké hladiny akustického tlaku měřit.

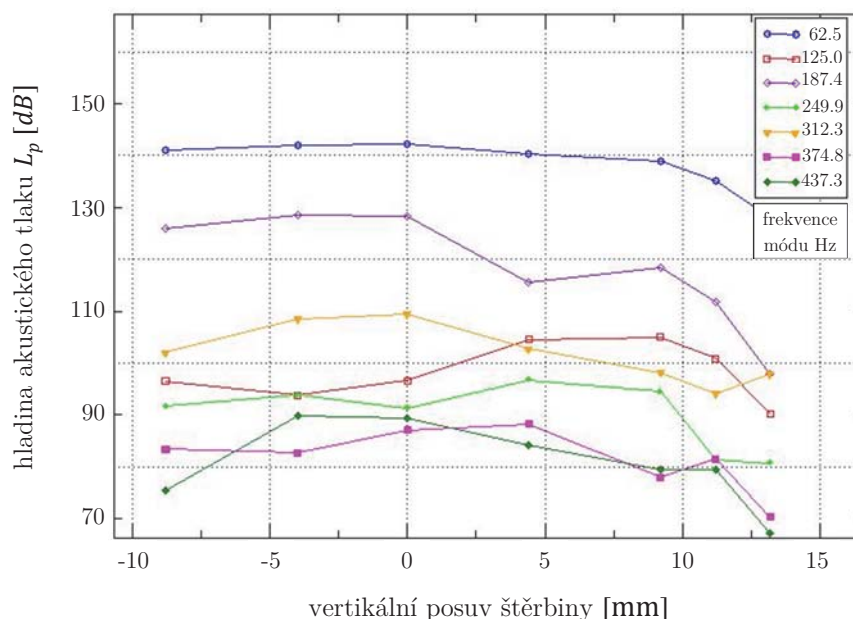
Měřící řetězec se sestával z prvků:

- měřící kondenzátorový mikrofón NTI Audio M4261
- zvuková karta Digigram VXpocket V2 PCMCIA
- notebook Lenovo Thinkpad X230
- software Audacity verze 1.2.6

³ Píšťalu vyrobila firma VARHANY spol. s r.o., dle dodané výkresové dokumentace. Pracovníci firmy velmi ochotně a iniciativně poskytovali konzultace, včetně sdílení velmi cenných zkušeností, které urychlily návrh měřící píšťaly.



Obr. 4.15 Specificky navržená verze varhanní píšťaly pro validační měření. Fotodokumentace z průběhu validačních měření, které byly prováděny ve venkovním volném prostoru.



Obr. 4.16 Naměřená závislost hladiny akustického tlaku v monitorovacím bodě $x_{12} = 1.18 \text{ m}$ na nastavení vertikálního posuvu kovové, výškově stavitelné štěrby vyfukující vzduch.

V rámci validačního měření byl rovněž studován vliv nastavení některých parametrů varhanní píšťaly. Jedním z parametrů, který byl studován, bylo výškové nastavení štěrby vyfukující vzduch. Detailní pohled na kovovou, výškově stavitelnou šterbinu je možno vidět na Obr. 4.15. Do grafu na Obr. 4.16 je vynesena závislost hladiny akustického tlaku na nastavení vertikálního posuvu štěrby. Hladina akustického tlaku je měřena v monitorovacím bodě $x_{12} = 1.18 \text{ m}$. Graf obsahuje celkem 7 křivek, pro všechny změřené vlastní módy varhanní píšťaly. Nejvyšší hladiny akustických tlaků vykazují módy na frekvencích 62.5 Hz a 187 Hz . Výsledky CDF simulací jsou proto porovnávány pro tyto dva módy. Jak je uvedeno v kapitole 4.2.3, byl výrobce varhanní píšťaly požádán, aby naladil základní tón píšťaly na frekvenci 64 Hz při teplotě prostředí 20°C . Při tomto ladění výrobce deklaroval reálnou délku trubice rezonátoru $L_0 = 1.186 \text{ m}$ (vzdálenost mezi jádrem a ladítkem). S tímto rozměrem byly proto vyhotoveny modely pro CFD simulace. Pro účely této práce není důležité, zda byla varhanní píšťala naladěna správně z hudebního hlediska na tón velké C. Pro porovnání výpočtových variant zcela postačovalo zjistit reálné hodnoty frekvencí vlastních módů pro danou geometrii varhanní píšťaly. Důležité bylo dodržet shodné nastavení geometrie a okrajových podmínek ve výpočtovém modelu a reálné varhanní píšťaly při validačním měření, což bylo dodrženo. Validační měření pro ověření CFD simulací bylo provedeno při nastavení vertikálního posuvu štěrby na 0 [mm] .

5 Diskuse nad výsledky

Byl proveden výzkum CFD numerických modelů pro simulaci aeroakustických jevů buzených nestabilitami ve smykové vrstvě, které generují tónový hluk. Výzkum se soustředil na oblast zdroje hluku a jeho blízkého okolí, kde se aerodynamické a akustické pole vzájemně ovlivňují v silné interakci.

Pilířem CFD výpočtů turbulentního proudění byly po dlouhou dobu Reynoldsovy, časově průměrované, Navierovy-Stokesovy rovnice (RANS). Za mnoho let používání ve vědeckých i průmyslových aplikacích si metoda RANS vybudovala silnou pozici, přestože počítá pouze časově průměrované hodnoty turbulentních parametrů, a tedy i časově průměrované hodnoty fluktuací v rychlostním poli. Aeroakustické jevy a mechanismy jejich vzniku však velmi úzce souvisí s detailním děním v rychlostním poli. Přes značný nárůst výkonu výpočetní techniky za poslední desítku let, zůstává modelování turbulentního proudění stále velikou výzvou. Autor disertační práce proto zacílil svůj výzkum na oblast, ve které se lze dopočítat ke korektním odpovědím na definované vědecké otázky a svůj výzkum v oblasti CAA proto soustředil pouze na simulaci nízkofrekvenčních tónových hluků. Byly zkoumány numerické modely, které mají potenciál věrně simulovat generování hluku a jeho šíření od zdroje do okolí. Byly vypočteny a vzájemně porovnány výsledky CFD simulací tří různých modifikací metody simulace velkých vírů LES (Large Eddy Simulation) s modelem výpočtu turbulentního proudění, založeném na nestacionárních Reynoldsových, časově průměrovaných, Navierových-Stokesových rovnicích URANS (Unsteady Reynolds-averaged Navier–Stokes equations).

První ze tří testovaných LES metod je v rámci práce označena zkratkou LES-SMAG. Jedná se de facto o široce akceptovaný standard, ve kterém LES metoda řeší energii vírů malých měřítek pomocí tzv. subgrid-scale (SGS) modelu turbulence, ve kterém je turbulentní viskozita μ_t určována pomocí Smagorinského modelu. Další varianta LES metody, v této práci označovaná LES-IMPL, je tzv. implicitní LES metoda [35], ve které je řešena eliminace energie vírů malých měřítek volbou vhodného, přiměřeně disipativního, numerického schématu. Dle prostudované literatury bylo pro variantu LES-IMPL vybráno jako vhodné diskretizační schéma van Leer [33]. Třetí v pořadí byla testována varianta označená LES-NONE, která používá málo disipativní schéma z varianty LES-SMAG, ale s vypnutým SGS modelem turbulence. Dá se tedy říci, že se jedná o variantu implicitní LES metody, ve které prakticky nedochází k disipaci energie vírů malých měřítek, respektive o variantu DNS metody na velmi hrubé síti. CFD simulaci URANS, která je v rámci textu označována zkratkou URAS-RNG, používá RNG k-epsilon model turbulence, který publikoval Yakhot a kolektiv [71].

Tento turbulentní model používá metodu tzv. re-normalizační skupiny RNG (Re-Normalisation Group) pro re-normalizaci Navierových-Stokesových rovnic, což má za cíl zohlednit při modelování turbulence efekt pohybu vírů menších měřítek. Pro variantu URAS-RNG zkoumající vhodnost použití URANS přístupu pro CAA simulace byl vybrán RNG k-epsilon model turbulence na základě jeho používání při modelování CAA úloh, které se týkaly především aerodynamicky indukovaných hluků v kavitách [26,31,60].

Na následujících stranách jsou uvedeny a diskutovány dílčí výsledky provedeného výzkumu, který porovnává čtyři výše uvedené varianty modelování turbulence. Dílčí výsledky tohoto výzkumu se postupně skládají do celkového obrazu, který nabídne odpověď na výše definovanou vědeckou otázku a předložené pracovní hypotézy.

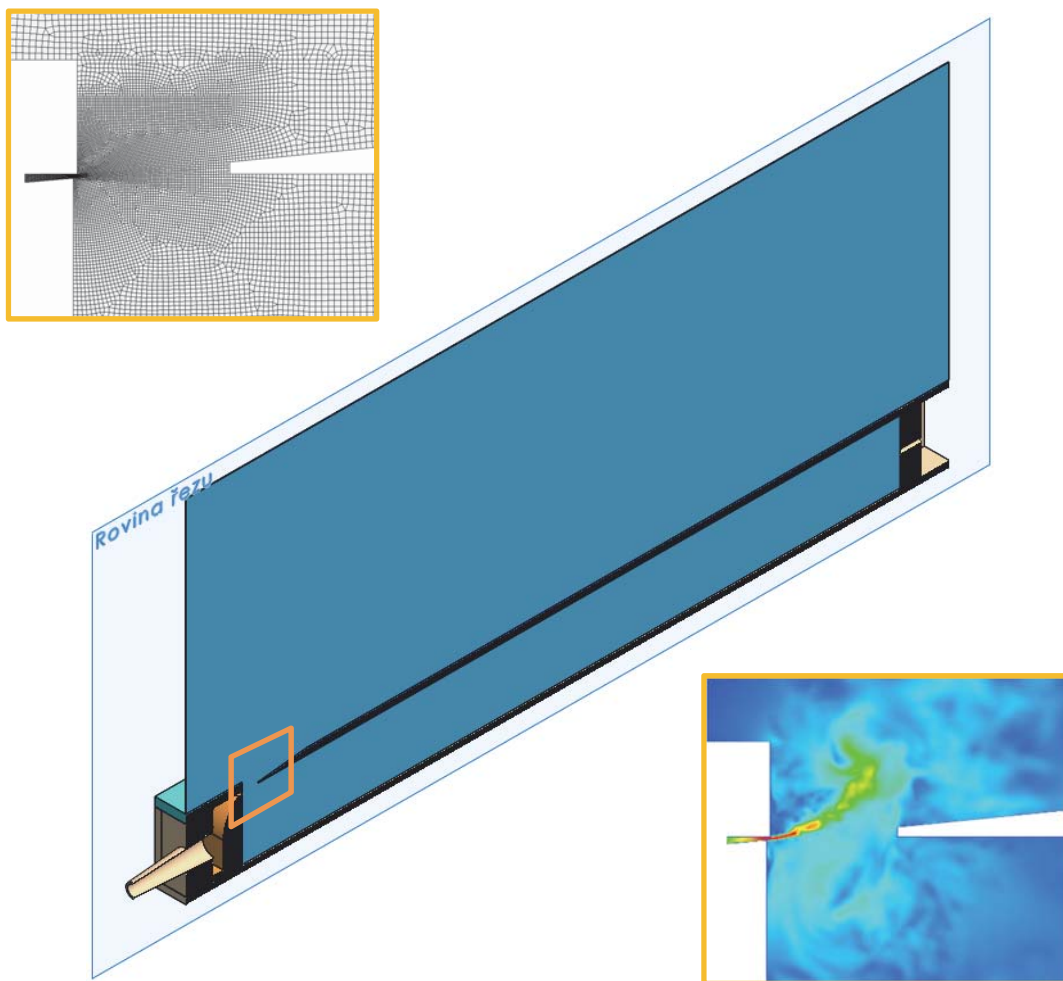
5.1 Vypočtená pole rychlostí

Použitý model turbulence vždy významně ovlivňuje charakter rychlostního pole, které je výstupem ze CFD simulace. Lze tedy předpokládat, že vypočtené obrazy rychlostních polí se budou významně lišit v případě použití URANS a LES metod. Zajímavé bude ale také porovnání, jak se mezi sebou budou lišit rychlostní pole pro jednotlivé modifikace LES metody. Vypočtené hodnoty rychlostních polí jsou zobrazeny ve formě kontur absolutních hodnot rychlostí na rovinném řezu výpočtové sítě umístěném v rovině symetrie modelu varhanní píšťaly, který pokrývá oblast, ve které je aeroakustický jev generován, viz Obr. 5.1.

Při vizuálním porovnání charakteru rychlostních polí na Obr. 5.3, které se věnuje variantám URAS-RNG a LES-SMAG, jsou na první pohled zřejmé významné rozdíly. Zatímco rychlostní pole varianty URAS-RNG, vypočtené časově průměrovanými, Navierovými-Stokesovými rovnicemi, působí nepřírozně uhlazeně a uměle, varianta LES-SMAG vykazuje očekávaný charakter chaotického rozpadu vírových struktur, který můžeme pozorovat v realitě. Toto vizuální porovnání charakteru rychlostních polí naznačuje, že varianta LES-SMAG bude zřejmě simulovat přirozené chování turbulentního proudění věrněji než varianta URAS-RNG.

Jak ale bude ukázáno později, obě tyto varianty dokáží simulovat aeroakustický jev, který má charakter tónového zvuku, o frekvencích a amplitudách blízkých reálné varhanní píšťale.

U všech variant dochází k rozkmitání proudu vzduchu vycházejícího z tenké spáry, připomínající kmitající „jazýček“, a k vytváření rotujících proudů po obou stranách tohoto „jazýčku“. Na obrazech rychlostních polí je také vidět, že v případě varianty URAS-RNG zůstává proudění, vycházející ze spáry, mnohem kompaktnější, soudržnější a lépe ohraničené než u LES variant. Samozřejmě, že rychlostní pole



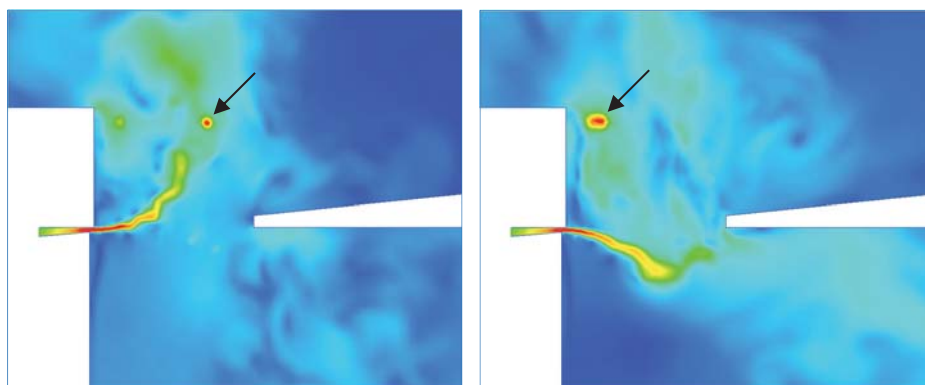
Obr. 5.1 Řez výpočtovou sítí, na které jsou zobrazeny pole rychlostí. Je umístěn v rovině symetrie modelu varhanní píšťaly. Zobrazený výřez pokrývá nejbližší okolí úseku mezi spárou vyfukující proud vzduchu a labiálou.

varianty URAS-RNG obsahuje pouze průměrované hodnoty rychlostí, které je zcela prosté fluktuujících složek rychlostí od turbulence, zatímco pole rychlostí u variant LES zahrnuje zcela přirozeně i flukтуаční složky turbulentního proudění od velkých vírových struktur. To je samotná podstata LES metody. Pro teoreticky korektní porovnání obrazů rychlostních polí mezi RANS a LES metodou by měly být u RANS metody nejprve dopočteny flukтуаční rychlosti z parametrů modelu turbulence, a ty by měly být superponovány k průměrovaným hodnotám rychlostí. Z hodnot parametrů modelu turbulence lze skutečně dopočítat délkové měřítko L i časové měřítko τ těchto vírových struktur, nebo úhlovou rychlost jejich rotace ω . Například u modelu $k-\varepsilon$ by to bylo $L = k^{3/2}/\varepsilon$, $\tau = k/\varepsilon$ a $\omega = \varepsilon/k$ [48]. Nicméně z parametrů RANS turbulentních modelů není možné určit směr rotace těchto vírových struktur, takže skutečnou rekonstrukci pole rychlostí nelze v konečném důsledku korektně provést.

Z této skutečnosti také vyplývá, že při CFD simulaci aeroakustického jevu v blízkosti zdroje, za použití RANS modelu turbulence, je aerodynamická a akustická část řešení propojena pouze nestacionární změnou hodnot průměrovaných rychlostí, nikoli také flukтуаčních složek rychlostí od turbulentního proudění. Výsledky popsané v další části dokumentu rozkryjí, jak se projeví chybějící flukтуаční složka v rychlostním poli u varianty URAS-RNG na výsledcích simulace aeroakustického jevu, respektive na hodnotách vygenerovaného akustického tlaku.

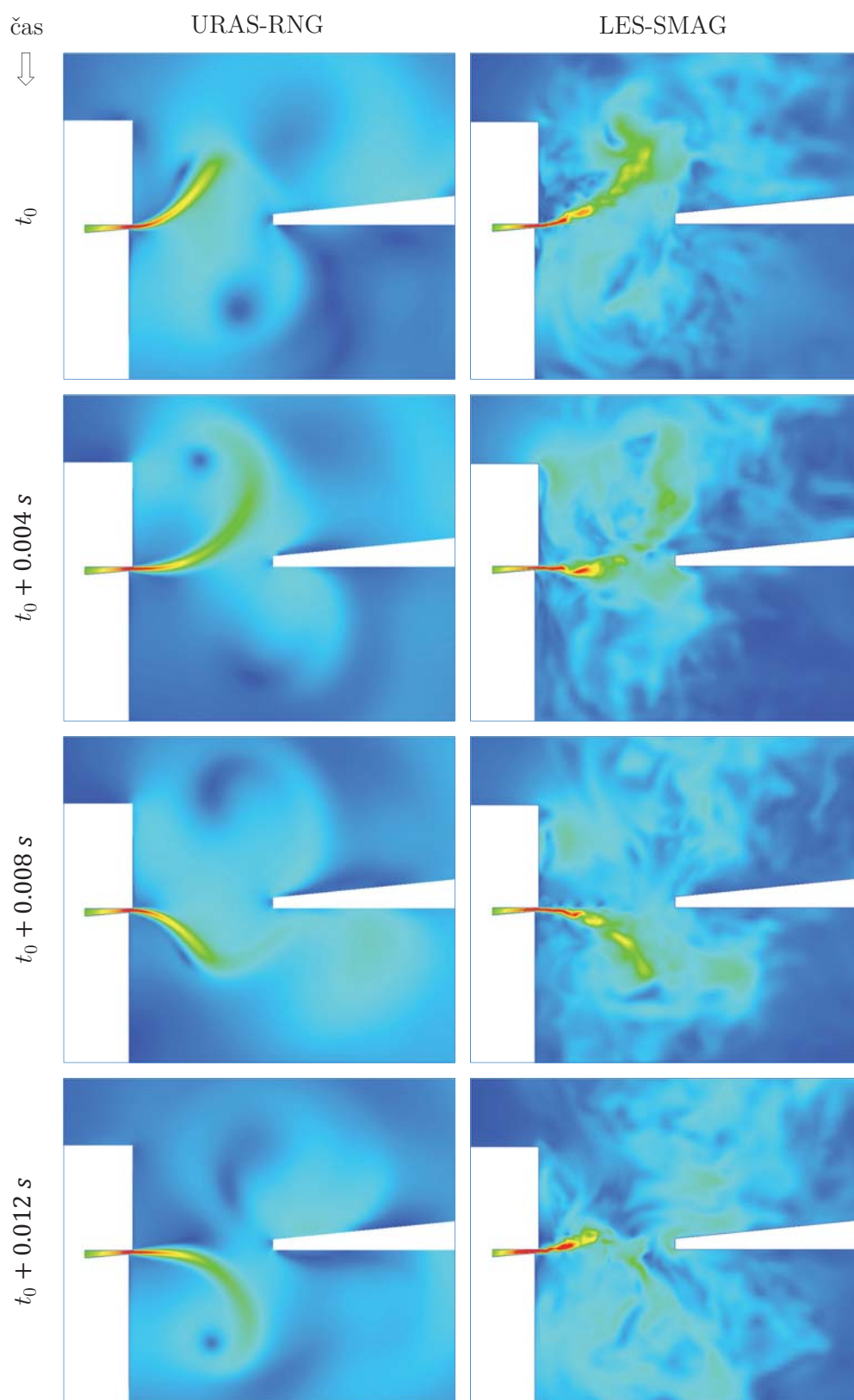
Na závěr kapitoly Vypočtená pole rychlostí ještě komentář k vizuálnímu porovnání rychlostních polí jednotlivých variant LES, tedy pravého sloupce na Obr. 5.3 s oběma sloupci na Obr. 5.4.

Proud vystupující ze spáry u varianty LES-IMPL, viz levý sloupec na Obr. 5.4, zůstává po značnou délku kompaktní, přestože rychlostní pole má charakteristické rysy chaotického rozpadu vírových struktur jako u varianty LES-SMAG. Vírové struktury jsou ale uhlazenější a rychlost jejich rozpadu není tak překotná jako u variant LES-SMAG a LES-NONE. Tyto procesy se jeví u varianty LES-IMPL zatlumené a svojí vizuální podobou mají blíže k variantě URAS-RNG. Oproti tomu se ve variantě LES-IMPL náhodně objevují malé, izolované víry, rotující vysokými rychlostmi, což ukazuje na výskyt nefyzikálních projevů v simulaci, byť tyto projevy nezpůsobují nestabilitu celého výpočtu. Dva různé okamžiky, ve kterých se podařilo zachytit výskyt těchto nefyzikálních jevů v průběhu simulace, jsou na Obr. 5.2.

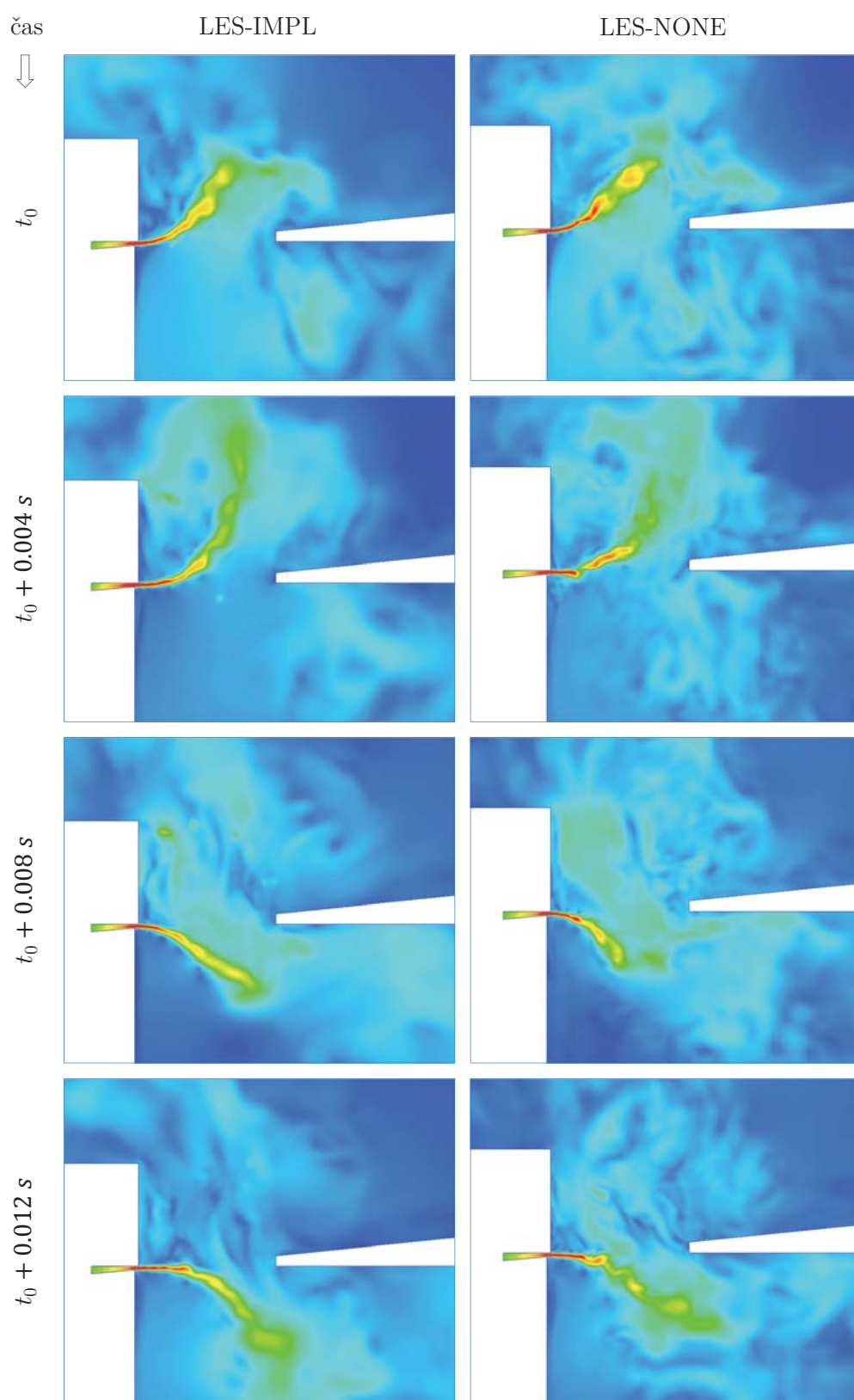


Obr. 5.2 Varianta LES-IMPL. Zobrazení výskytu nefyzikálních jevů v průběhu CFD simulace. Náhodně vznikají izolované víry, které po krátkou dobu rotují vysokou rychlostí a zaniknou.

Při vizuálním porovnání variant LES-NONE a LES-SMAG nejsou v charakteru rychlostních polí pozorovány žádné význačné rozdíly, přestože v LES-NONE zcela chybí část numerického schématu, která má eliminovat energii vírů malých měřítek. Další část výzkumu ukáže, jak se tato skutečnost projeví na výsledcích simulace aeroakustického jevu, respektive na hodnotách akustického tlaku.



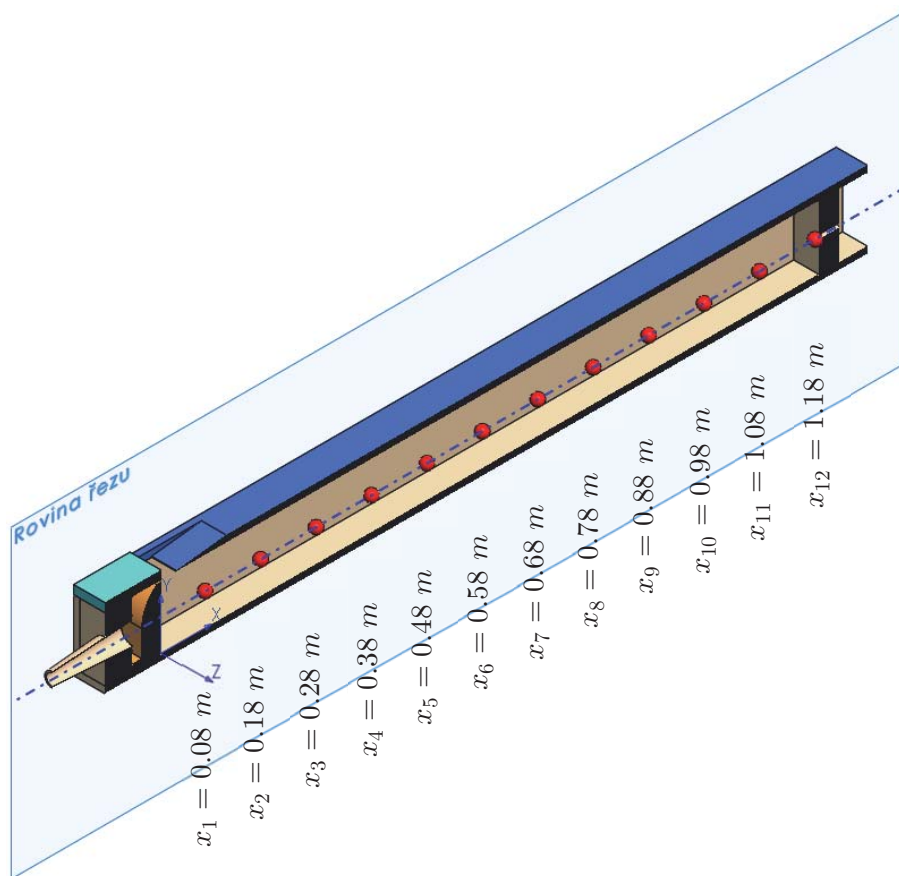
Obr. 5.3 Kontury absolutních hodnot rychlostí variant URAS-RNG a LES-SMAG zobrazené ve čtyřech po sobě jdoucích časových okamžicích.



Obr. 5.4 Kontury absolutních hodnot rychlostí variant LES-IMPL a LES-NONE zobrazené ve čtyřech po sobě jdoucích časových okamžicích.

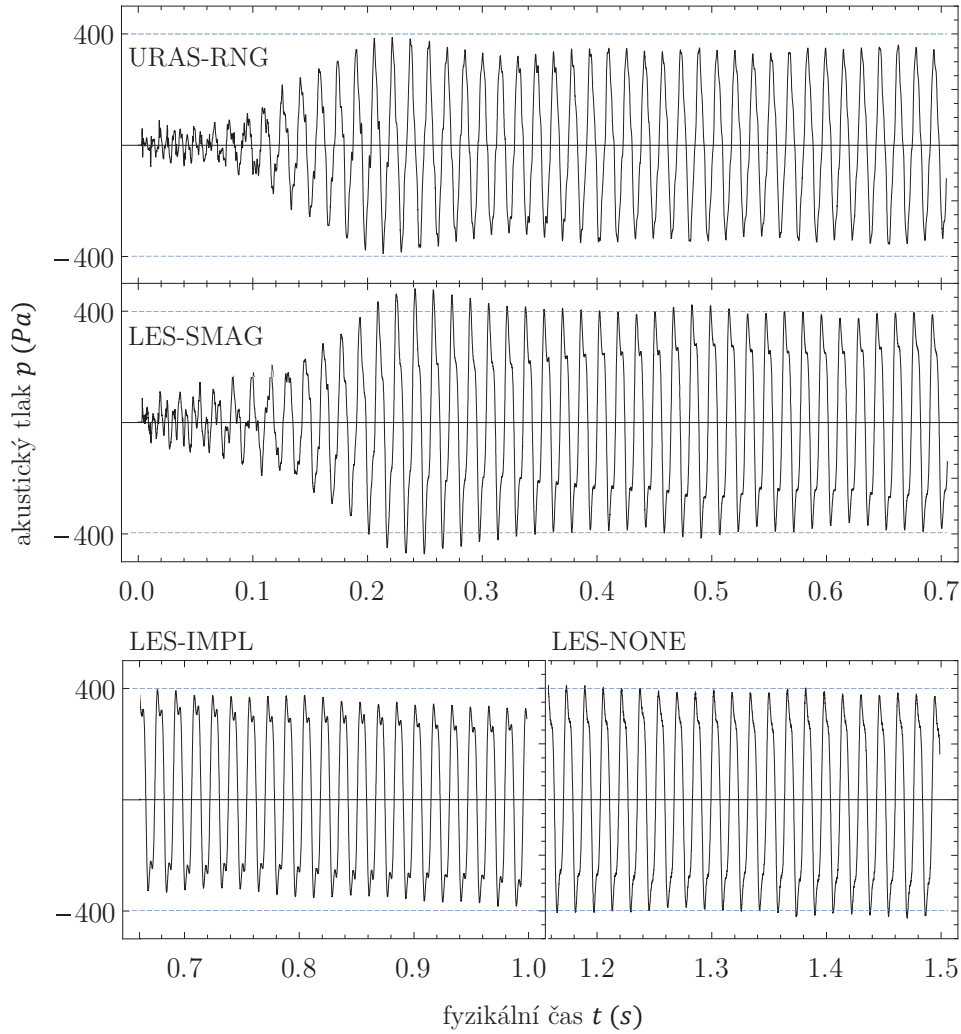
5.2 Vypočtený akustický signál

V průběhu CFD simulací byly monitorovány a zaznamenávány fluktuace tlaku ve 12 vybraných bodech výpočtové sítě. Rozmístění monitorovacích bodů je znázorněno na Obr. 5.5. První bod byl umístěn ve vzdálenosti $x_1 = 0.08 \text{ m}$ od povrchu jádra a poslední ve vzdálenosti $x_{12} = 1.18 \text{ m}$ od povrchu jádra, tedy v těsné blízkosti povrchu zátky.



Obr. 5.5 Znázornění polohy monitorovacích bodů, na řezu varhanní píšťalou. V těchto bodech byly při CFD simulaci zaznamenávány fluktuace tlaku. Body leží na přímce rovnoběžné s osou x souřadného systému modelu, která prochází souřadnicemi $y = 0.0575 \text{ m}$ a $z = 0$. Jsou umístěny v konstantním rozestupu od sebe 0.1 m .

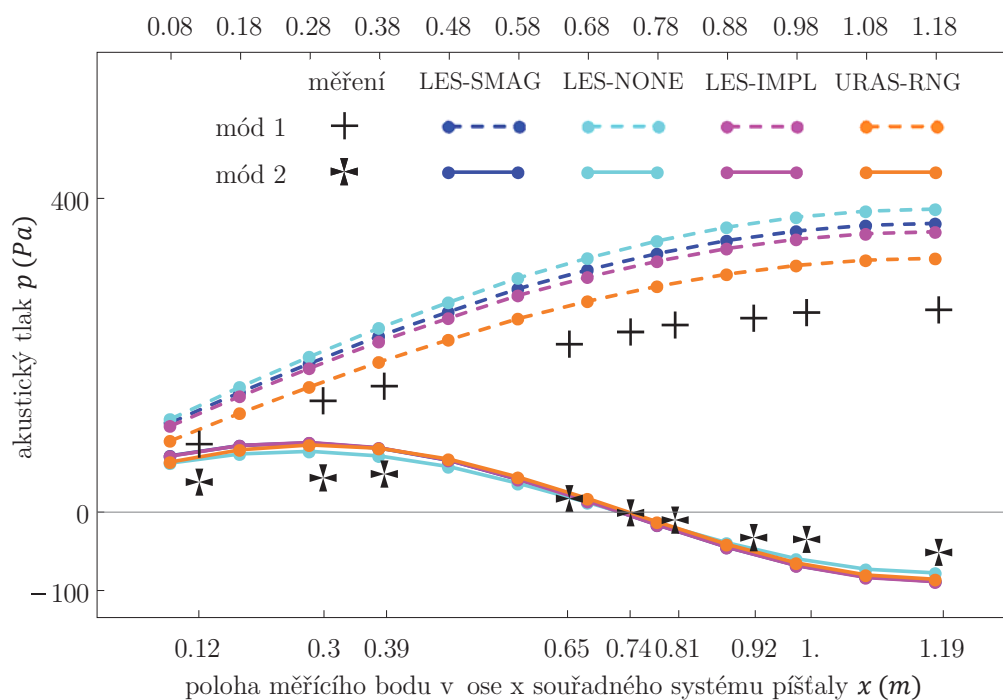
V průběhu nestacionárních CFD simulací byl časový vývoj amplitud fluktuací tlaku velmi podobný u všech variant. V úvodu simulace se hodnota amplitudy fluktuací tlaku postupně zvyšovala, až dosáhla svého maxima při cca 0.25 s fyzikálního času. Z maximální hodnoty se amplituda ustalovala, až se od cca 0.50 s fyzikálního času jeví signál jako ustálený. Porovnání časového vývoje amplitud fluktuací tlaku, respektive akustického signálu v monitorovacím bodě $x_{12} = 1.18 \text{ m}$ je zobrazeno na Obr. 5.6. U variant URAS-RNG a LES-SMAG je časový vývoj akustického signálu zobrazen již od počátku CFD simulace, aby bylo možné demonstrovat celý vývoj



Obr. 5.6 Časový vývoj amplitud akustického signálu zaznamenaný v monitorovacím bodě $x_{12} = 1.18 \text{ m}$. U variant URAS-RNG a LES SMAG je zobrazen časový vývoj od začátku CFD simulace. U variant LES-IMPL a LES-NONE jen ustálená část signálu.

aeroakustického jevu v průběhu nestacionární simulace. Aby byl zkrácen čas výpočtu, nebyla u variant LES-IMPL a LES-NONE zaznamenávána úvodní část výpočtu. Místo toho byl využitý strojový čas na získání delšího fyzikálního času pro variantu LES-NONE, aby bylo ověřeno, zda výpočet, ve kterém chybí numerické schéma pro eliminaci energie vírů malých měřítek, zůstane stabilní po delší dobu výpočtu. Potvrdilo se, že i takovéto LES schéma je výpočtově stabilní. Ze zobrazení ustálené části vypočteného akustického signálu varianty LES-IMPL je vidět, že signál má ustálenou hodnotu amplitudy i frekvence, ale že střední hodnota signálu se během výpočtu mírně posouvá. Může to souviset s výskytem drobných nefyzikálních jevů, které se ve variantě LES-IMPL vyskytovaly v průběhu CFD simulace.

Již z vizuálního porovnání vypočtených fluktuací tlaku uvedených na Obr. 5.6 je možno konstatovat, že se podařilo úspěšně vybudit stabilní, akustický, tónový signál u všech výpočtových variant. Jak je vidět z Obr. 5.6, tvar i amplituda těchto signálů jsou si velmi podobné ve všech variantách. Jedná se o kompozitní tónový signál složený z několika módů (frekvencí). Pro kvantitativní porovnání výsledků bylo nutno tyto signály nejprve rozložit na jednotlivé harmonické složky a zjistit frekvence a amplitudy těchto složek. Toto bylo provedeno pomocí specifického nástroje pro analýzu výsledků CAA modelů, který byl vyvinut a naprogramován v rámci této disertační práce. Signál byl analyzovaný ve všech dvanácti monitorovacích bodech umístěných po délce varhanní píšťaly viz Obr. 5.5. V každém bodě byla vypočtena hodnota maximální amplitudy tlaku pro první a druhý mód rezonátoru. Průběhy těchto hodnot vyneseny po délce varhanní píšťaly jsou vyneseny v grafu Obr. 5.7 a velmi dobře odpovídají očekávanému průběhu stojatého vlnění po délce varhanní píšťaly dle Obr. 4.6. Hodnoty jsou uvedené také číselně v Tab. 5.1.



Obr. 5.7 Graf průběhu maximálních hodnot akustického tlaku (amplitud) po délce varhanní píšťaly pro první a druhý mód rezonátoru. V grafu jsou vyneseny hodnoty získané pro všechny varianty CFD simulací společně s hodnotami získanými z validačního měření.

Z obdržených výsledků CFD simulací je zřejmé, že se ve všech variantách podařilo získat kvalitativně správné výsledky modelovaného aeroakustického jevu, zejména získat očekávaný tvar průběhu maximálních amplitud tlaku po délce varhanní píšťaly, a to v případě obou módů, přestože jsou hodnoty ze CFD simulací ve všech případech zřetelně vyšší než hodnoty získané z validačního měření.

Z kvantitativního vyhodnocení výsledků pro mód 1 vyplývá, že nejvyšších hodnot amplitud tlaku je dosahováno u varianty LES-NONE, která nemá žádné numerické schéma eliminující energii vírů malých měřítek. Z toho lze logicky dovodit, že tato energie navíc se projevuje vyššími hodnotami akustického tlaku. Druhých nejvyšších hodnot amplitud je dosahováno u varianty LES-SMAG využívající k disipaci energie vírů malých měřítek tzv. subgrid-scale (SGS) modelu turbulence. Jak bylo zmíněno v úvodu kapitoly 0, jde o osvědčený a široce akceptovaný standard LES metody.

Třetí nejvyšší hodnoty amplitud tlaků vykazuje varianta LES-IMPL, založená na implicitní LES metodě, ve které je eliminována energie vírů malých měřítek disipativním numerickým schématem. Implicitní LES metoda byla implementována do kódu OpenFOAM pro prostorové diskretizační schéma druhého řádu, vyšší řád tento kód standardně nepodporuje. Pro implicitní LES metody jsou doporučována prostorová diskretizační schémata vyšších řádů. To zřejmě způsobuje mírně vyšší disipaci energie, než by tomu bylo při použití prostorových schémat vyšších řádů. Nižší hodnoty amplitud akustických tlaků oproti LES-SMAG, lze tedy u LES-IMPL vysvětlit zvýšenou disipací energie vírů malých měřítek v numerickém schématu.

Nejnižší hodnoty amplitud akustických tlaků pro mód 1 má varianta URAS-RNG. Při použití RANS metod je aerodynamická a akustická část řešení propojena pouze přes pole průměrovaných rychlostí, ve kterém zcela chybí flukтуаční složky rychlostí od turbulentního proudění. Z porovnání výsledků hodnot amplitud akustických tlaků pro jednotlivé varianty je tedy vidět, jak významně se projeví nepřítomnost flukтуаčních složek v rychlostním poli u varianty URAS-RNG na aeroakustickém jevu, respektive na jím generovaných hodnotách akustického tlaku.

Zcela logicky se nabízí možnost porovnat dosažené hladiny akustického tlaku pro jednotlivé varianty vzhledem k variantě LES-SMAG, jako proti akceptovanému standardu LES metody. Toto porovnání je provedeno v Tab. 5.1.

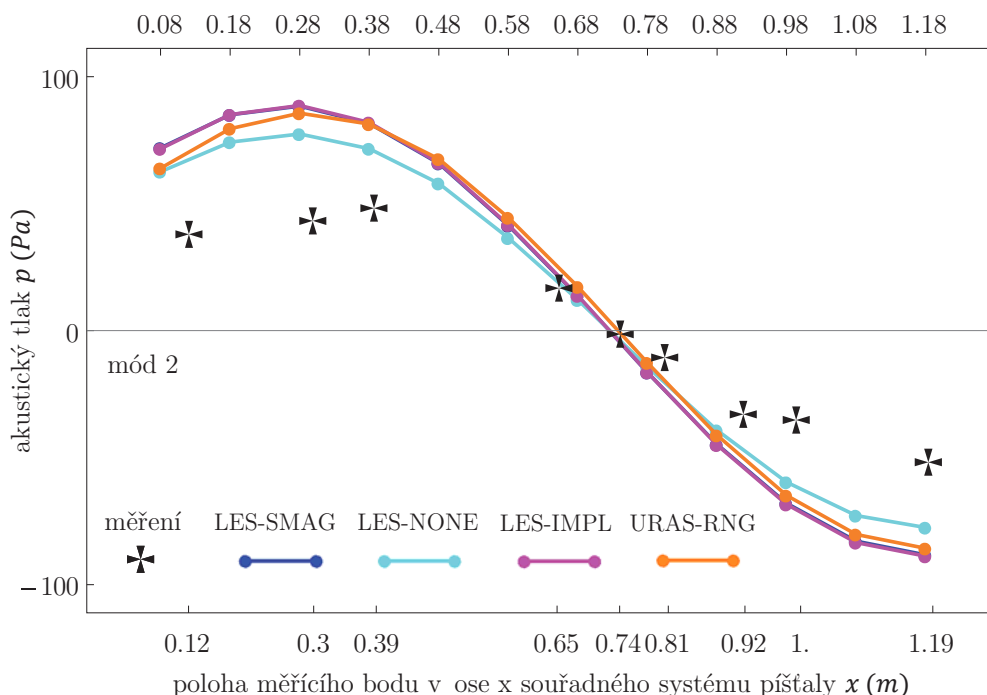
Z kvantitativního porovnání výsledků pro mód 1 vyplývá, že vypuštění numerického schématu pro eliminaci energie vírů malých měřítek ve variantě LES-NONE způsobí zvýšení energie v systému, který se projeví nárůstem amplitud akustického tlaku o cca 5 % proti referenční variantě LES-SMAG. Oproti tomu použití příliš disipativního schématu ve variantě LES-IMPL způsobí snížení energie v systému, který se projeví poklesem amplitud akustického tlaku o cca 3 % proti referenční variantě LES-SMAG. CFD simulace aeroakustického jevu s využitím průměrovaných rychlostí bez flukтуаčních složek od turbulentního proudění způsobí ve variantě URAS-RNG snížení energie v systému, který se projeví poklesem amplitud akustického tlaku o cca 12 % proti referenční variantě LES-SMAG (monitorovací bod na souřadnici $x = 1.18 \text{ m}$).

x	LES-NONE		LES-SMAG		LES-IMPL		URAS-RNG	
	p	$\frac{100 \cdot p}{p_{100\%}}$	$p_{100\%}$	$\frac{100 \cdot p}{p_{100\%}}$	p	$\frac{100 \cdot p}{p_{100\%}}$	p	$\frac{100 \cdot p}{p_{100\%}}$
m	Pa	%	Pa	%	Pa	%	Pa	%
mód 1 - maxima amplitud v monitorovacích bodech uvnitř rezonátoru								
0.08	118.89	104	114.32	100	110.10	96	91.09	80
0.18	159.78	104	153.02	100	147.91	97	126.35	83
0.28	198.33	105	189.75	100	183.63	97	159.79	84
0.38	235.00	105	224.60	100	217.57	97	191.59	85
0.48	267.65	105	255.59	100	247.45	97	219.92	86
0.58	298.67	105	285.02	100	276.41	97	246.86	87
0.68	324.00	105	309.04	100	299.81	97	269.01	87
0.78	345.83	105	329.74	100	319.97	97	288.08	87
0.88	363.32	105	346.31	100	336.11	97	303.40	88
0.98	376.07	105	358.39	100	347.88	97	314.58	88
1.08	383.69	105	365.61	100	354.91	97	321.26	88
1.18	386.33	105	368.11	100	357.35	97	323.57	88
mód 2 - maxima amplitud v monitorovacích bodech uvnitř rezonátoru								
0.08	62.60	87	71.94	100	71.60	100	63.91	89
0.18	74.24	87	84.97	100	85.00	100	79.53	94
0.28	77.41	88	88.36	100	88.65	100	85.61	97
0.38	71.64	88	81.58	100	81.99	101	81.32	100
0.48	57.98	88	65.86	100	66.07	100	67.58	103
0.58	36.48	88	41.30	100	41.63	101	44.47	108
0.68	12.11	89	13.53	100	13.73	101	17.26	128
0.78	-14.27	87	-16.47	100	-16.43	100	-12.63	77
0.88	-39.20	88	-44.79	100	-45.00	100	-41.19	92
0.98	-59.64	88	-67.99	100	-68.38	101	-64.89	95
1.08	-72.78	88	-82.91	100	-83.42	101	-80.21	97
1.18	-77.51	88	-88.26	100	-88.82	101	-85.72	97

Tab. 5.1 Tabulka maximálních hodnot akustického tlaku (amplitud) po délce varhanní píšťaly pro mód 1 a mód 2 rezonátoru. Obsahuje hodnoty ze všech čtyř variant CFD simulací. V monitorovacích bodech je provedeno procentuální porovnání s variantou LES-SMAG.

Tato analýza výsledků již začíná naznačovat kladnou odpověď na druhou pracovní hypotézu⁴, která byla definována v kapitole 3.

⁴ „Chování tónových zdrojů hluku, u nichž je zvuk generován nestabilitami ve smykové vrstvě, nelze věrně popsat numerickou simulací turbulentního proudění, která turbulentní proudění pouze modeluje (URANS).“



Obr. 5.8 Graf průběhu maximálních hodnot akustického tlaku (amplitud) po délce varhanní píšťaly pouze pro druhý mód rezonátoru. V grafu jsou vyneseny hodnoty získané pro všechny varianty CFD simulací společně s hodnotami získanými z validačního měření.

Nicméně, v případě řešené aeroakustické úlohy poskytuje také metoda URANS výsledky velmi blízké metodám LES, které by byly v inženýrské praxi velmi dobře použitelné.⁵

Kvantitativní vyhodnocení výsledků pro mód 2 vykazuje nejvyšší hodnoty amplitud tlaku u varianty LES-IMPL, ve které je energie vírů malých měřítek eliminována disipativním numerickým schématem. Referenční varianta LES-SMAG vykazuje prakticky totožné výsledky jako LES-IMPL. Varianta LES-NONE, která postrádá numerické schéma pro eliminaci energie vírů malých měřítek, vykazuje konstantní pokles amplitud akustického tlaku o cca 12 % proti variantě LES-SMAG ve všech monitorovacích bodech. Je to neočekávaný projev, který je kontraverzní s výsledky pro mód 1. Může to znamenat, že při buzení vyšších harmonických frekvencí mohou víry malých měřítek, jejichž energie není disipována, způsobovat fázový posuv, který tlumí budící zpětnou vazbu rezonátoru. Také pro mód 1 vykazovaly varianty LES-SMAG a LES-IMPL velmi blízké hodnoty amplitud akustického tlaku.

⁵ Lidský sluch nevnímá změnu amplitudy akustického tlaku lineárně, pokles amplitudy akustického tlaku o 12 %, znamená pokles hladiny akustického tlaku o 1.11 dB, což je odchylka na úrovni chyby akustického měření.

V obou těchto variantách se numerické schéma LES metody více či méně korektně vypořádává s eliminací energií vírů malých měřítek, zatímco varianta LES-NONE není v tomto smyslu korektní LES metodou. Do této výzkumné práce byla varianta LES-NONE začleněna především pro zjištění vlivu případné absence procesu pro eliminaci energie vírů malých měřítek v LES metodě. Tuto skutečnost je třeba mít stále na zřeteli při posuzování varianty LES-NONE.

Varianta URAS-RNG vykazuje významně jiný průběh amplitud akustických tlaků než varianty LES metod, přestože při pohledu na křivku URAS-RNG Obr. 5.8 se situace jeví tak, že v úseku $x < 0.38, 1.18 >$ se křivka velmi pěkně přimyká k variantám LES-SMAG a LES-IMPL. Skutečnost, že hodnoty amplitud akustických tlaků ve variantě URAS-RNG mají jiný průběh než u LES metod, je lépe vidět na procentuálním porovnání hodnot v Tab. 5.1. Ve variantě URAS-RNG vychází vyšší frekvence rezonátoru, než je tomu u LES metod. Porovnání zjištěných frekvencí pro oba módy uvádí Tab. 5.2.

Přesné určení frekvence módů je jednou z kapacit specifického nástroje pro analýzu výsledků CAA modelů. Frekvence jsou určeny nezávisle v každém monitorovacím bodě ze signálu, který byl v tomto konkrétním bodě zaznamenaný. To poskytuje kontrolu nad procesem stanovení přesných hodnot amplitud tlaku ze signálu, protože frekvence by měly vycházet stejné v každém místě rezonátoru. Vychází-li ve všech monitorovacích bodech stejná frekvence, pak to značí, že také hodnota amplitudy je určena ve všech bodech správně.

Z Tab. 5.2 je vidět, že u každé varianty vychází prakticky stejná hodnota frekvence pro všechny monitorovací body, což potvrzuje, že hodnoty amplitud byly ve všech monitorovacích bodech zaměřeny správně. Pro variantu LES-SMAG vychází hodnota frekvence módu 1 $f_1 = 62.05 \text{ Hz}$ a módu 2 $f_2 = 186.02 \text{ Hz}$. Mód 2 má mít trojnásobnou frekvenci módu 1, tedy $3 \cdot 62.05 = 186.15 \text{ Hz} \cong f_2 = 186.02 \text{ Hz}$, což je přibližně splněno. Oba další LES modely, varianta LES-NONE a LES-IMPL, generují frekvence mírně vyšší než LES-SMAG. Varianta LES-NONE má frekvenci módu 1 $f_1 = 62.27 \text{ Hz}$ a módu 2 $f_2 = 186.78 \text{ Hz}$. Varianta LES-IMPL generuje frekvenci módu 1 $f_1 = 62.29 \text{ Hz}$ a módu 2 $f_2 = 186.82 \text{ Hz}$. U LES-NONE to je $3 \cdot 62.27 = 186.81 \text{ Hz} \cong f_2 = 186.78 \text{ Hz}$, u varianty LES-IMPL hodnota vyjde $3 \cdot 62.29 = 186.87 \text{ Hz} \cong f_2 = 186.82 \text{ Hz}$. U obou variant je toto přibližně splněno. Varianta URAS-RNG generuje frekvenci příslušející módu 1 $f_1 = 63.23 \text{ Hz}$ a módu 2 $f_2 = 190.40 \text{ Hz}$. Mód 2 má mít trojnásobnou frekvenci oproti módu 1, tedy $3 \cdot 63.23 = 189.69 \text{ Hz} \sim f_2 = 190.40 \text{ Hz}$, což opět přibližně platí, nicméně u všech variant LES byl tento rozdíl cca jednu desetinu Hz , zatímco u varianty URAS-RNG činí tento rozdíl cca sedm desetin Hz (sedmkrát více).

x	LES-NONE		LES-SMAG		LES-IMPL		URAS-RNG	
	f	$\frac{100 \cdot f}{f_{100\%}}$	$f_{100\%}$	$\frac{100 \cdot f}{f_{100\%}}$	f	$\frac{100 \cdot f}{f_{100\%}}$	f	$\frac{100 \cdot f}{f_{100\%}}$
m	Hz	%	Hz	%	Hz	%	Hz	%
mód 1 - vypočtené frekvence módu v monitorovacích bodech uvnitř rezonátoru								
0.08	62.27	100.4	62.05	100.0	62.29	100.4	63.22	101.9
0.18	62.27	100.3	62.05	100.0	62.29	100.4	63.22	101.9
0.28	62.27	100.3	62.05	100.0	62.29	100.4	63.22	101.9
0.38	62.27	100.3	62.05	100.0	62.29	100.4	63.22	101.9
0.48	62.27	100.4	62.05	100.0	62.21	100.3	63.22	101.9
0.58	62.27	100.4	62.05	100.0	62.28	100.4	63.22	101.9
0.68	62.27	100.4	62.05	100.0	62.28	100.4	63.22	101.9
0.78	62.27	100.4	62.05	100.0	62.29	100.4	63.22	101.9
0.88	62.27	100.4	62.05	100.0	62.29	100.4	63.23	101.9
0.98	62.27	100.4	62.05	100.0	62.29	100.4	63.23	101.9
1.08	62.27	100.4	62.05	100.0	62.29	100.4	63.23	101.9
1.18	62.27	100.4	62.05	100.0	62.29	100.4	63.23	101.9
mód 2 - vypočtené frekvence módu v monitorovacích bodech uvnitř rezonátoru								
0.08	186.78	100.4	186.02	100.0	186.82	100.4	190.37	102.3
0.18	186.78	100.4	186.02	100.0	186.82	100.4	190.37	102.3
0.28	186.78	100.4	186.02	100.0	186.82	100.4	190.37	102.3
0.38	186.78	100.4	186.02	100.0	186.82	100.4	190.37	102.3
0.48	186.78	100.4	186.02	100.0	186.63	100.3	190.37	102.3
0.58	186.78	100.4	186.01	100.0	186.81	100.4	190.35	102.3
0.68	186.76	100.4	185.99	100.0	186.77	100.4	190.28	102.3
0.78	186.77	100.4	186.02	100.0	186.78	100.4	190.30	102.3
0.88	186.78	100.4	186.02	100.0	186.82	100.4	190.37	102.3
0.98	186.78	100.4	186.02	100.0	186.82	100.4	190.40	102.4
1.08	186.78	100.4	186.02	100.0	186.82	100.4	190.40	102.4
1.18	186.78	100.4	186.02	100.0	186.82	100.4	190.40	102.4

Tab. 5.2 Tabulka tónových frekvencí pro mód 1 a mód 2, které byly vypočtené ze signálu zaznamenaného v monitorovacích bodech po délce varhanní píšťaly rezonátoru. Jsou uvedené hodnoty ze všech čtyř variant CFD simulací, pro které je provedeno v monitorovacích bodech procentuální porovnání s variantou LES-SMAG.

Dle obdržných výsledků průběhu amplitud akustického tlaku zobrazených v grafu Obr. 5.7 se situace jeví tak, že výsledky varianty URAS-RNG jsou blíže hodnotám získaným z validačního měření než výsledky LES variant. Respektive, že URANS model nadhodnocuje amplitudy akustického tlaku oproti výsledkům validačního

měření méně než LES varianty. Takové výsledky přímo negují obě pracovní hypotézy⁶, které byly vysloveny na základě definované vědecké otázky v kapitole 3.

Tento nesoulad výsledků s hypotézou, která říká, že LES metody mají lepší šanci věrněji simulovat reálný aeroakustický jev generovaný v turbulentním proudění než URANS metody, zavedl výzkum prováděný v této disertační práci na nějaký čas do slepé uličky. To byl vlastně také hlavní důvod přenesení CFD simulací z komerčního CFD kódu FLUENT na otevřenou platformu OpenFOAM. V rámci hledání příčin tohoto nesouladu bylo autorem provedeno velké množství práce při výzkumu a nastaveních numerických modelů, které posunuly získané poznatky na významně vyšší úroveň. Oproti CFD modelům v kódu FLUENT, předloženým při pojednání ke státní doktorské zkoušce, jsou aktuální CFD modely v otevřeném kódu OpenFOAM propracované na mnohem detailnější úrovni.

Příčina nesouladu ve výsledcích byla však mnohem prozaičtější než nedokonalosti numerického modelu a numerických schémat a je diskutována v následující kapitole.

5.3 Vliv tlumení konstrukce na generovaný akustický signál

Experimentální model varhanní píšťaly pro validační měření byl vyroben s využitím postupů a materiálů, které firma VARHANY, spol. s r.o. standardně používala pro výrobu jimi vyráběných varhanních píšťal. Rezonátory těchto varhanních píšťal jsou ze smrkového dřeva. Při hledání příčin rozporu mezi výsledky CFD simulací a validačního měření logicky vyvstala otázka: „Jaký vliv na výsledky má tlumení od dřevěné konstrukce varhanní píšťaly?“

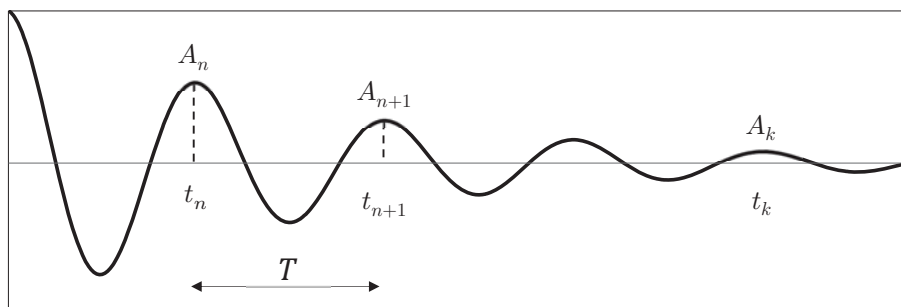
Na stěny modelu pro CFD simulace nelze standardně strukturální tlumení aplikovat. Již ale existují numerické kódy umožňující simulaci interakce proudící tekutiny s poddajnou strukturou, které jsou v angličtině označovány zkratkou FSI (Fluid–structure interaction). Tyto kódy mají pro řešení fluidní části dosud omezenou knihovnu modelů, buď řeší jen nestacionární Eulerovy rovnice, nebo nestacionární Reynoldsovy, časově průměrované, Navierovy-Stokesovy rovnice (URANS), nikoli tedy modelování turbulentního proudění pomocí LES metod. Typickými představiteli těchto kódů jsou LSDYNA, MSC.DYTRAN a ADINA.

⁶ „Chování tónových zdrojů hluku, u nichž je zvuk generován nestabilitami ve smykové vrstvě, lze věrně popsat numerickou simulací turbulentního proudění, která přímo počítá velké vírové struktury (LES).“

„Chování tónových zdrojů hluku, u nichž je zvuk generován nestabilitami ve smykové vrstvě, nelze věrně popsat numerickou simulací turbulentního proudění, která turbulentní proudění pouze modeluje (URANS).“

5.3.1 Měření hodnoty tlumení materiálu varhanní píšťaly

Na Obr. 5.9 je schematicky znázorněn průběh tlumeného harmonického signálu, u kterého se amplituda kmitání vždy s narůstajícím časem zmenšuje.



Obr. 5.9 Průběh tlumeného harmonického signálu s amplitudami a jim příslušejícími časy.

Útlum λ je definován jako podíl hodnot dvou po sobě jdoucích amplitud se stejným znaménkem, vzdálených od sebe o jednu periodu T . Je definovaný rovnicí (5.1).

$$\lambda = \frac{A(t)}{A(t+T)} = e^{bT} \quad (5.1)$$

Kde b je koeficient útlumu tlumených harmonických kmitů. Logaritmický dekrement útlumu je pak roven přirozenému logaritmu útlumu viz rovnice (5.2).

$$\delta = \ln \lambda = bT \quad (5.2)$$

Logaritmický dekrement útlumu δ je možno stanovit z časového průběhu tlumeného kmitání objektu vybuzeného krátkodobým impulzem dle rovnice (5.3) viz zdroj [15].

$$\delta = \frac{1}{f(t_k - t_n)} \ln \frac{A_n}{A_k} \quad (5.3)$$

Specificky navržená varianta varhanní píšťaly pro validační měření má odnímatelné víko. Logaritmický dekrement útlumu byl stanovený měřením kmitání tohoto víka, respektive spektrální analýzou časového záznamu akustické odezvy na krátkodobý impulz od úderu paličkou na plochu víka. Měřicí řetězec se sestával z prvků:

- měřicí kondenzátorový mikrofón Behringer ECM 8000
- zvuková karta EDIROL FireWire AudioCaptur FA-101
- notebook Lenovo Thinkpad R61
- software Audacity verze 1.2.6
- software Matlab verze 7.0 R14
- skript pro Matlab LDDamp viz zdroj [15]



Obr. 5.10 Fotodokumentace z měření logaritmického dekrement útlumu víka varhanní píšťaly pořízená v laboratořích Mendelovy univerzity v Brně.

Akustická odezva kmitání povrchu byla nasnímaná kondenzátorovým mikrofonom BehringerECM 8000 umístěným v bezprostřední blízkosti povrchu víka viz Obr. 5.10. Získaný akustický signál byl zpracován skriptem LDDamp v programu MATLAB. Dle obdržených informací byla tato metoda pro měření logaritmického dekrementu útlumu systematicky vyvinutá na pracovišti Mendelovy univerzity v Brně a je standardně využívána v její laboratoři na měření materiálů pro hudební nástroje.

Přirozeně kmitající objekt vždy kmitá na frekvencích vlastních módů, proto zjištěné logaritmické dekrementy útlumu budou odpovídat jednotlivým frekvencím vlastních módů. Při podložení desky víka molitanovými pásy umístěnými ve vzdálenosti 20 % délky desky víka od každého konce, byly identifikovány frekvence čtyř vlastních módů, a to 83 Hz, 393 Hz, 595 Hz a 802 Hz. Vzhledem k frekvencím tónových zvuků generovaných varhanní píšťalou ~ 62 Hz a ~ 186 Hz, bylo dále pracováno pouze s logaritmickými dekrementy útlumu při frekvencích vlastních módů víka 83 Hz a 393 Hz. Vzhledem k limitované délce času, po který byla měřicí laboratoř k dispozici, bylo měření zopakováno desetkrát, což poskytlo nutné množství dat pro korektní provedení odhadů statistických parametrů. Je předpokládáno normální rozdělení. Pro naměřená data logaritmických dekrementů útlumu δ byly provedeny bodové odhady střední hodnoty, rozptylu a směrodatné odchylky.

	83 Hz	393 Hz	595 Hz	802 Hz	83 Hz	393 Hz
n	δ_n	δ_n	δ_n	δ_n	$(X_n - \bar{X})^2$	$(X_n - \bar{X})^2$
<i>pořadí</i>	-	-	-	-	-	-
1	0.0160	0.0390	0.0220	0.0380	4.41E-06	2.50E-07
2	0.0190	0.0380	0.0240	0.0380	8.10E-07	2.25E-06
3	0.0230	0.0390	0.0220	0.0360	2.40E-05	2.50E-07
4	0.0130	0.0430	0.0200	0.0360	2.60E-05	1.23E-05
5	0.0140	0.0410	0.0250	0.0370	1.68E-05	2.25E-06
6	0.0250	0.0410	0.0200	0.0360	4.76E-05	2.25E-06
7	0.0160	0.0380	0.0260	0.0370	4.41E-06	2.25E-06
8	0.0200	0.0340	0.0220	0.0370	3.61E-06	3.02E-05
9	0.0240	0.0410	0.0270	0.0360	3.48E-05	2.25E-06
10	0.0110	0.0410	0.0230	0.0360	5.04E-05	2.25E-06
$E(X)$	0.0181	0.0395	bodový odhad střední hodnoty $E(X) = \bar{X} = \frac{\sum X_n}{n}$			
$D(X)$	2.37E-05	6.28E-06	bodový odhad rozptylu $D(X) = \frac{\sum (X_n - \bar{X})^2}{n-1}$			
$\sigma(X)$	4.86E-03	2.51E-03	bodový odhad směrodatné odchylky $\sigma(X) = \sqrt{D(X)}$			

Tab. 5.3 Úplný soubor dat z měření logaritmického dekrementu tlumení. Pro vlastní módy víka na frekvencích 83 Hz a 393 Hz byly provedené bodové odhady statistických parametrů střední hodnoty, rozptylu a směrodatné odchylky. Statistické vyhodnocení bylo provedeno za předpokladu, že jsou data řízena symetrickým normálním rozdělením.

Naměřené údaje a výsledky jejich statistického zpracování jsou uvedeny v Tab. 5.3. Výpočet odhadů statistických parametrů byl prováděn z následujícího důvodu. Do aktuálně dostupných modelů pro CFD simulace nebylo možné přímo zakomponovat strukturální tlumení varhanní píšťaly. Analýza metodou konečných prvků, která toto umožňuje alespoň pro neproudící tekutinu, a dovolí kvalitativně ohodnotit vliv tlumení na hodnoty amplitud akustického tlaku, bude provedena pro několik hodnot strukturálního tlumení. Pro získané hodnoty bude zhotoven graf funkční závislosti amplitudy akustického tlaku na zadané hodnotě strukturálního tlumení. Cílem je zjistit, zda je možné změnit hodnoty amplitud akustických tlaků vypočtené v CFD simulacích na hodnoty odpovídající validačnímu měření použitím strukturálního tlumení s realistickou hodnotou. Odhady statistických parametrů tedy umožní získat informaci, v jakém rozsahu lze očekávat, že se hodnota strukturálního tlumení bude pohybovat.

5.3.2 Analýza metodou konečných prvků

Alespoň kvalitativní ohodnocení vlivu strukturálního tlumení na hodnoty amplitud akustického tlaku je možné provést na zjednodušeném FSI modelu bez proudící tekutiny vyvolávající aeroakustický jev. Při tomto ohodnocení je možné nahradit aeroakustický zdroj hluku ekvivalentním akustickým zdrojem. I když analýza tohoto modelu nezohlední silné interakce mezi aerodynamickým a akustickým polem, umožní jistě kvalitativně ohodnotit vliv tlumení od dřevěné konstrukce na hodnoty amplitud akustického tlaku. Pro toto ohodnocení lze použít kódy pro strukturální výpočty založené na metodě konečných prvků, například ABACUS, ANSYS, nebo NASTRAN.

V této disertační práci byl použit kód MSC.NASTRAN. Byla připravena výpočtová síť, která obsahovala jak fluidní, tak strukturální část viz Obr. 5.12. Fluidní část modeluje sloupec vzduchu uvnitř rezonátoru a vzduch ve volném prostoru v okolí varhanní píšťaly, do kterého se šíří generovaný akustický signál. Strukturální část modeluje konstrukci píšťaly viz Obr. 4.7, respektive rezonátor píšťaly ze smrkového dřeva. Materiálová data smrkového dřeva pro strukturální model (moduly pružnosti a měrná hmotnost) byla převzata z literatury [9] a zadána do kódu MSC.NASTRAN prostřednictvím štítku **MAT1** jako homogenní, izotropní, lineárně elastický materiál s těmito parametry: Youngův modul $E_{smrk} = 1.59 \cdot 10^{10} \text{ Pa}$, Poissonův poměr $\mu_{smrk} = 0.44$, hustota $\rho_{smrk} = 440 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$. Konstrukce píšťaly byla modelována čtyřuzlovými skořepinovými prvky CQUAD4. Materiál pro fluidní část modelu byl vzduch o parametrech: hustota $\rho_{vzduch} = 1.204 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, rychlost zvuku ve vzduchu $c_{vzduch} = 343 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Fluidní objemová síť modelující volný prostor v blízkém okolí varhanní píšťaly má geometrický tvar polokoule o poloměru $r = 2 \text{ m}$. Na kulové ploše polokoule je předepsaná okrajová podmínka specifické akustické impedance (Specific Acoustic Impedance) dle literatury [3] viz rovnice (5.4).

$$Z_s = \frac{p}{u} = \frac{\rho_0 c k r}{\sqrt{1 + k^2 r^2}} \quad (5.4)$$

Kde Z_s je hodnota specifické akustické impedance, p/u je poměr tlaku a rychlosti, ρ_0 je hustota plynu, v tomto případě $\rho_0 = \rho_{vzduch}$, c je rychlost zvuku, v tomto případě $c = c_{vzduch}$, $k = \omega/c$ je vlnové číslo a r je poloměr kulové plochy, která udává vzdálenost od akustického zdroje. Zadání specifické akustické impedance, jako okrajové podmínky na hranici výpočtové domény, simuluje volné šíření akustické vlny do okolního prostoru přes hranici domény, bez zpětného odrazu do výpočtové domény. Výpočet byl proveden v řešiči SOL 108 kódu MSC.NASTRAN, který počítá frekvenční analýzu metodou přímé frekvenční odezvy, řešící soustavu pohybových

rovníc přímo, bez převedení soustavy na modální tvary viz Obr. 5.11. V případě této analýzy byly monitorovány amplitudy akustických tlaků p v jednotkách pascal (Pa), respektive hladiny amplitud akustických tlaků L_p v jednotkách decibel (dB). Požadavek na výstup z fluidních prvků MSC.NASTRAN poskytuje výstupy v obou jednotkách. Přepočet z jednotky pascal na jednotku decibel je definován rovnicí (5.5).

$$L_p = 20 \cdot \text{Log} \frac{p}{p_0} = 20 \cdot \text{Log} \frac{p}{2 \cdot 10^{-5}} \quad (5.5)$$

Kde p_0 je hodnota referenčního tlaku. Zobrazení akustických tlaků v logaritmických jednotkách je výhodné z hlediska toho, v jak širokém rozpětí akustických tlaků je schopno lidské ucho vnímat zvuk. Pro tuto práci je výhoda logaritmické jednotky decibel využita pro přehlednější zobrazení průběhu frekvenční odezvy, protože píšala generuje zvuk, který je de-facto kompozicí dvou čistých harmonických tónů (módů). Při zobrazení výsledků frekvenční analýzy v lineární jednotce pascal by byly na grafu Obr. 5.13 vidět pouze dvě izolované hodnoty, a to na frekvenci 61.65 Hz a 186.22 Hz .

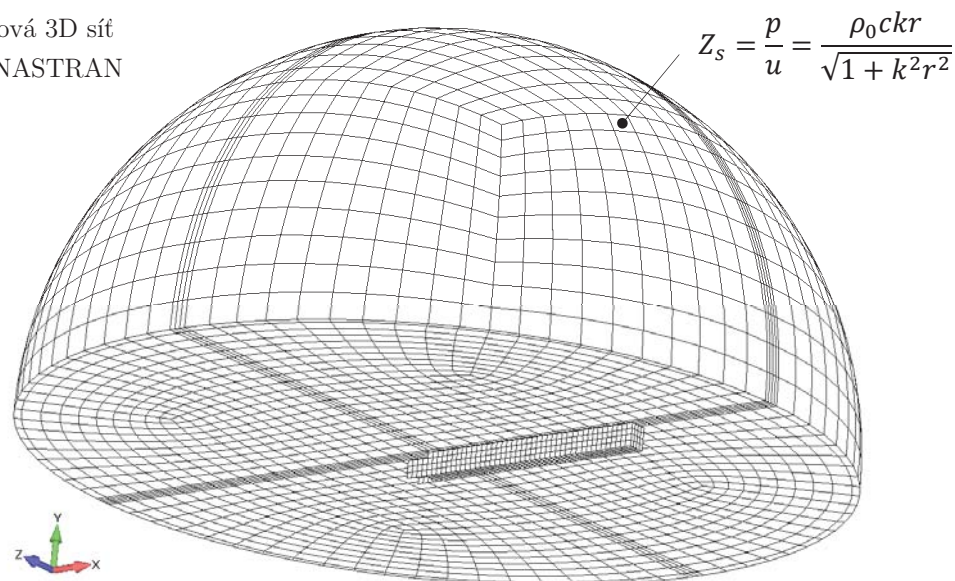
```
SOL 108
TIME 100
CEND
  TITLE = MSC/MD Nastran Modes Analysis Set
  ECHO = NONE
DLOAD = 20
FREQ = 32

SET 24 = 2511313
DISPLACEMENT(SORT2,PRINT,PUNCH) = 24
METHOD = 1
SPC=200
BEGIN BULK
$
PARAM,POST,-1
PARAM,COUPMASS,1
PARAM,HFREQ,800.0
PARAM,OGEOM,NO
PARAM,AUTOSPC,YES
PARAM,GRDPNT,0
PARAM,NEWSEQ,-1
$. . . . .1. . . . .2. . . . .3. . . . .4. . . . .5. . . . .6. . . . .7. . . . .8. . . . .9. . . . .10
EIGRL          1          10          0          MASS

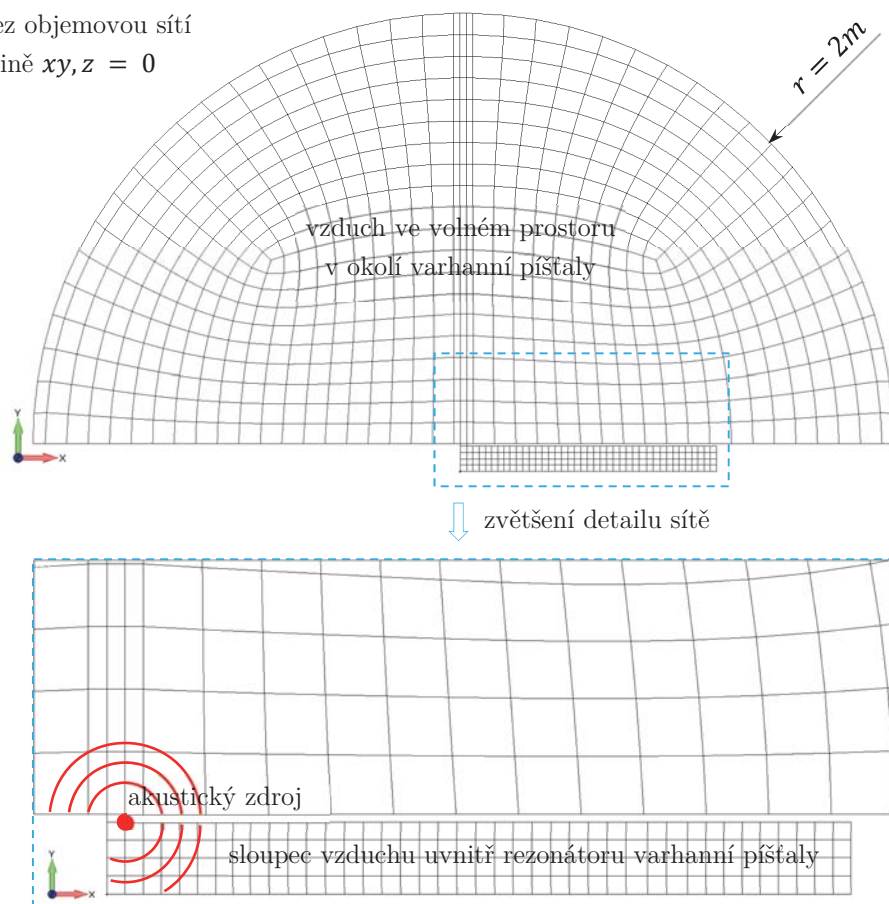
$BUZENI SINUSOVOU VLNOU
FREQ1, 32, 61.55, 0.01, 20
RLOAD1,20, 20, , ,20
DAREA, 20, 2121513, 1, 1.-2
TABLED1, 20
+      , 0.0, 0.1, 500.0, 0.1, ENDT
$
$. . . . .1. . . . .2. . . . .3. . . . .4. . . . .5. . . . .6. . . . .7. . . . .8. . . . .9. . . . .10
```

Obr. 5.11 Výpis úvodní části vstupního souboru, který byl použitý pro zadání frekvenční analýzy přímou metodou v kódu MSC.NASTRAN.

objemová 3D síť
MSC.NASTRAN



2D řez objemovou sítí
v rovině $xy, z = 0$



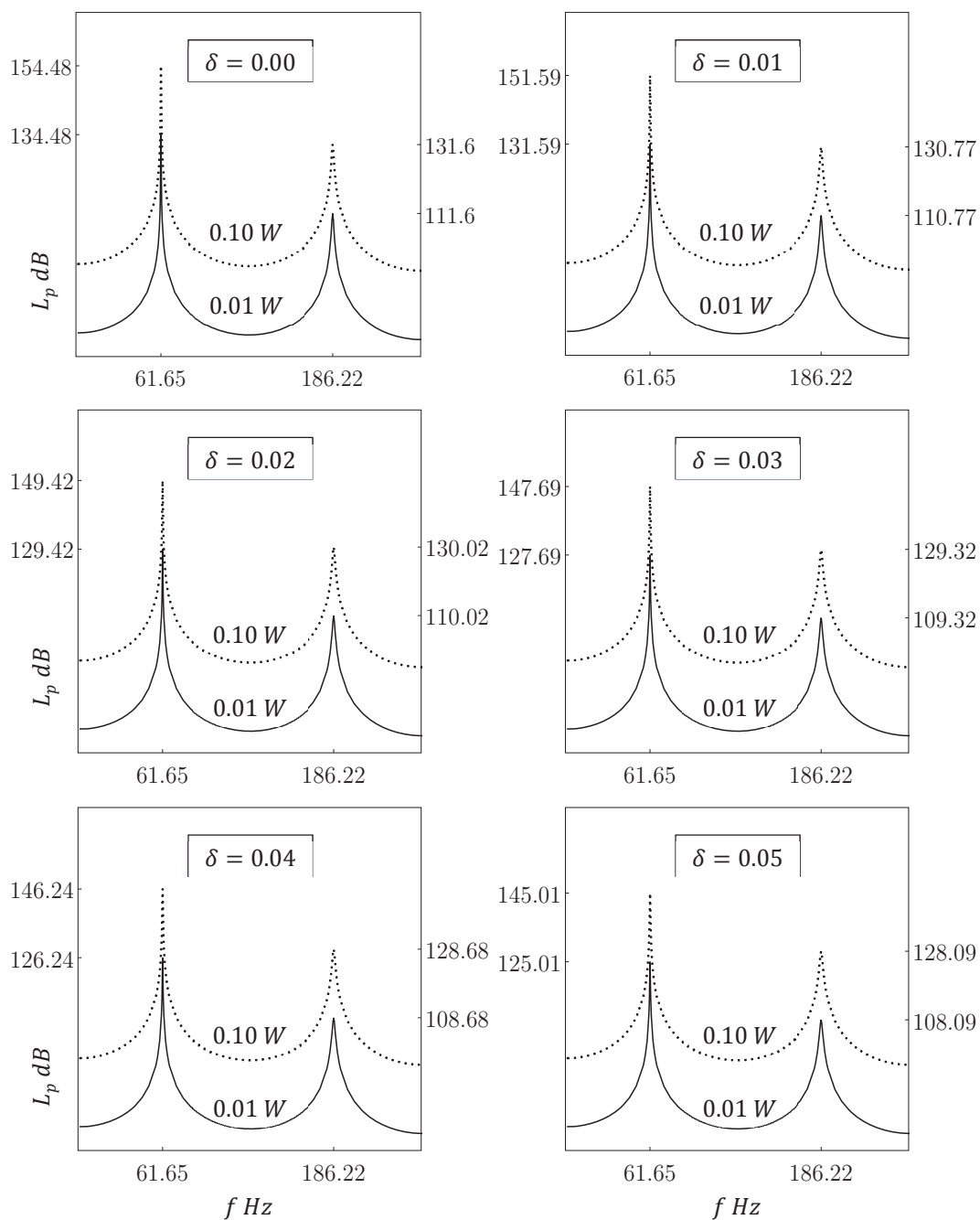
Obr. 5.12 Zobrazení výpočtové sítě, na které bylo provedeno kvalitativní ohodnocení vlivu strukturálního tlumení na generované hodnoty amplitud akustického tlaku, pomocí výpočtů frekvenční odezvy na zjednodušeném FSI modelu varhanní píšťaly. Příčný průřez rezonátoru je nadělen na 4 prvky ve směru y a 4 prvky ve směru z , ve směru x mají prvky délku hrany cca 30 mm. Ve fluidní doméně simulující volný prostor v okolí varhanní píšťaly je délka hran prvků cca 100 mm. Vzhledem k frekvencím tónových zvuků cca 62 Hz ($\lambda_1 = 5.53m$) a cca 186 Hz ($\lambda_2 = 1.84m$) jsou tyto rozměry výpočtové sítě naprosto dostačující.

Ohodnocení vlivu strukturálního tlumení na amplitudy akustického tlaku probíhalo následovně. Na uzel výpočtové sítě ležící v rovině symetrie $xy, z = 0$ modelu na hraně labia varhanní píšťaly viz Obr. 5.12 byl zadáný tónový zdroj o akustickém výkonu $W = 0.10 W$, který měl konstantní hodnotu výkonu nezávislou na frekvenci, a byly provedeny frekvenční analýzy pro různé hodnoty tlumení materiálu. Následně byl akustický výkon zdroje snížen na hodnotu $W = 0.01 W$ a výpočty zopakovány. Tónový zdroj nahrazoval v FSI analýze aeroakustický zdroj. Na modelu varhanní píšťaly byla provedena analýza frekvenční odezvy v rozsahu $f < 2; 250 > Hz$ pro pět různých hodnot strukturálního tlumení odpovídajících hodnotám logaritmického dekrementu $\delta < 0.00, 0.01, 0.02, 0.03, 0.04, 0.05 > .$ Tato analýza byla prováděna s frekvenčním krokem $\Delta f = 5 Hz$, v blízkosti vlastních módů rezonátoru byla analýza prováděna s krokem $\Delta f = 0.5 Hz$. V každém frekvenčním kroku byla zaznamenávána hodnota hladiny akustického tlaku L_p v monitorovacím bodě na souřadnici $x_{12} = 1.18 m$ viz Obr. 5.5.

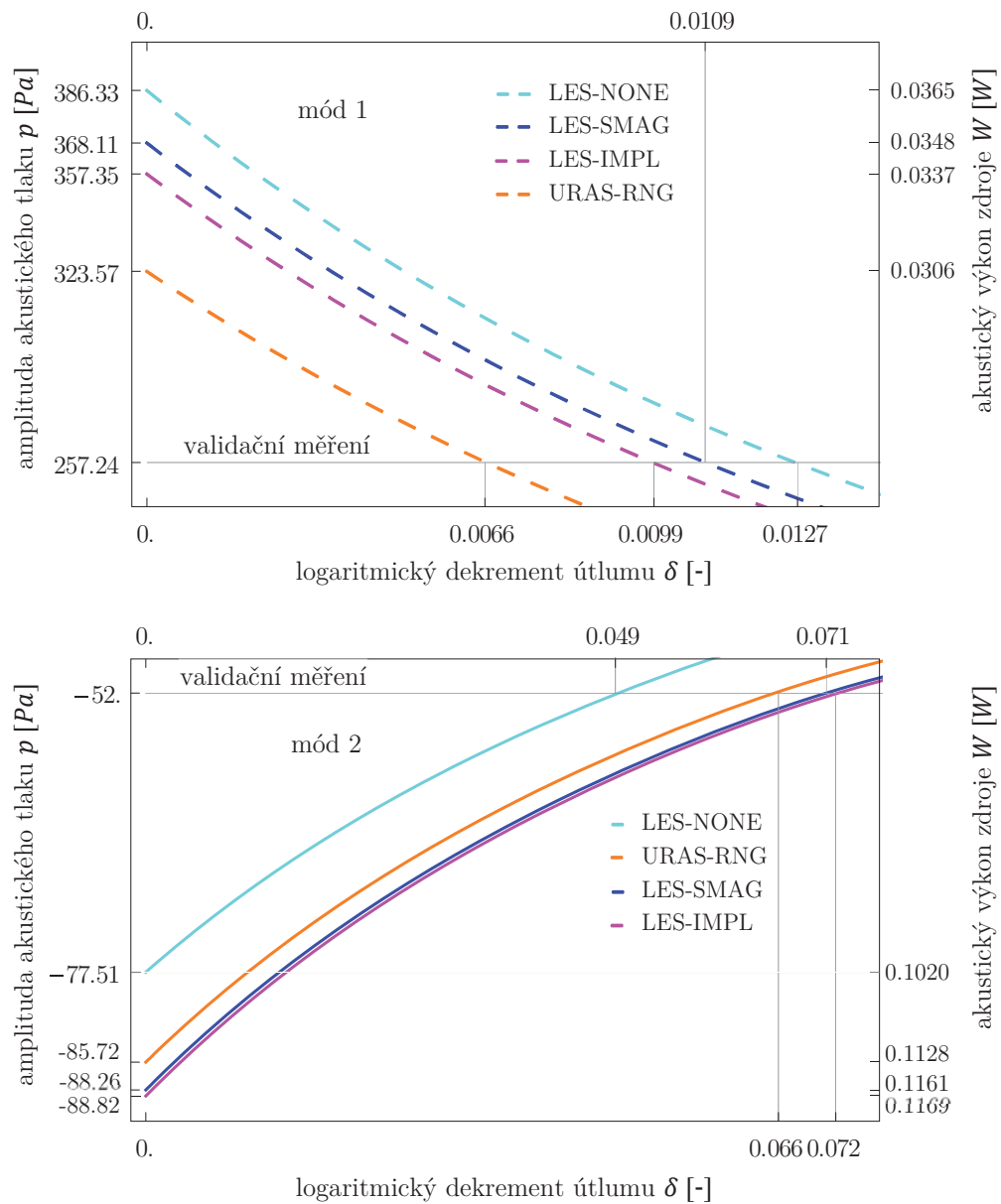
Z výsledků provedené frekvenční analýzy vyplývá, že pro každou z modelovaných hodnot tlumení vykazuje amplituda akustického tlaku lineární závislost na výkonu akustického zdroje. To znamená, že při konstantně nastavené hodnotě tlumení se desetinásobné snížení výkonu zdroje projeví desetinásobným snížením amplitudy akustického tlaku v monitorovaném bodě. Z výsledků analýzy dále plyne, že amplituda akustického tlaku je nelineárně závislá na hodnotě tlumení materiálu rezonátoru, vyjádřené pomocí parametru logaritmického dekrementu útlumu. Číselné jsou výsledky frekvenční analýzy uvedeny v Tab. 5.4, graficky na Obr. 5.13.

Na základě poznatků a výsledků získaných z frekvenčních analýz byla sestavena mapa grafických závislostí, ze které je možno určit hodnoty amplitud akustického tlaku v monitorovaném bodě $x_{12} = 1.18 m$, pro příslušnou kombinaci logaritmického dekrementu útlumu materiálu a výkonu akustického zdroje varhanní píšťaly. Tato mapa grafických závislostí je uvedena na Obr. 5.14.

Varianta LES-NONE je v tomto porovnání na Obr. 5.14 uvedena, byť ji nelze považovat za korektně nastavenou LES metodu. Neobsahuje žádné procedury ani jiná numerická schémata pro eliminaci energie vírů malých měřítek, což se projevuje na vypočtených amplitudách akustického tlaku. Zatímco varianty LES-SMAG a LES-IMPL poskytují pro oba módy velmi blízké výsledky, varianta LES-NONE se těmito výsledkům u obou módů významně vzdaluje.



Obr. 5.13 Výsledky frekvenční analýzy varhanní píšťaly provedené v kódu MSC.NASTRAN, frekvenční odezva soustavy vynesena graficky v logaritmických jednotkách decibel.



Obr. 5.14 Mapa grafických závislostí modifikující hodnoty amplitud akustického tlaku ze CFD simulací o vliv tlumení zadávaného jako logaritmický dekrement útlumu na konstrukci rezonátoru varhanní píšťaly. Tyto grafy byly sestaveny na základě výsledků frekvenčních analýz provedených v kódu MSC.NASTRAN. Grafy ukazují změnu amplitudy akustického tlaku v monitorovacím bodě $x_{12} = 1.18$ m. Na pravé straně grafu je uveden akustický výkon zdroje, kterým musel být buzen model pro frekvenční analýzu, aby bylo dosaženo na modelu bez strukturálního tlumení stejné amplitudy jako v CFD simulaci.

	$\delta = 0.00$	$\delta = 0.01$	$\delta = 0.02$	$\delta = 0.03$	$\delta = 0.04$	$\delta = 0.05$
W	p	p	p	p	p	p
W	Pa	Pa	Pa	Pa	Pa	Pa
mód 1 - analýza identifikovala vlastní frekvenci módu $f_1 = 61.65 \text{ Hz}$						
0.10	1059.13	759.08	591.48	484.55	410.42	356.03
0.01	105.91	75.91	59.15	48.46	41.04	35.60
mód 2 - analýza identifikovala vlastní frekvenci módu $f_2 = 186.22 \text{ Hz}$						
0.10	76.00	69.11	63.37	58.52	54.36	50.76
0.01	7.60	6.91	6.34	5.85	5.44	5.08

	$\delta = 0.00$	$\delta = 0.01$	$\delta = 0.02$	$\delta = 0.03$	$\delta = 0.04$	$\delta = 0.05$
W	L_p	L_p	L_p	L_p	L_p	L_p
W	dB	dB	dB	dB	dB	dB
mód 1 - analýza identifikovala vlastní frekvenci módu $f_1 = 61.65 \text{ Hz}$						
0.10	154.48	151.59	149.42	147.69	146.24	145.01
0.01	134.48	131.59	129.42	127.69	126.24	125.01
mód 2 - analýza identifikovala vlastní frekvenci módu $f_2 = 186.22 \text{ Hz}$						
0.10	131.60	130.77	130.02	129.32	128.68	128.09
0.01	111.60	110.77	110.02	109.32	108.68	108.09

Tab. 5.4 Výsledky frekvenční analýzy varhanní píšťaly provedené v kódu MSC.NASTRAN. V horní tabulce jsou uvedené vypočtené hodnoty amplitud akustického tlaku v jednotkách SI pascal, v dolní tabulce jsou tyto hodnoty uvedené v logaritmických jednotkách decibel.

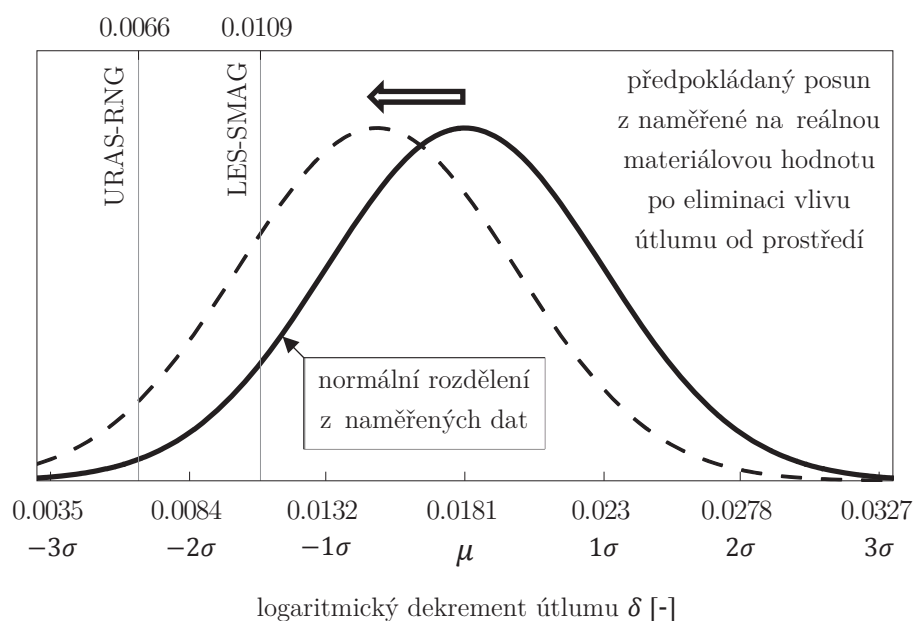
5.3.3 Vyhodnocení vlivu tlumení na generovaný akustický signál

Výsledky frekvenční analýzy naznačují, že hodnota strukturálního tlumení materiálu, ze kterého je vyroben rezonátor varhanní píšťaly, má významný vliv na generované amplitudy akustického tlaku. Kódy pro CFD simulace vybavené sofistikovanými turbulentními modely zatím standardně neobsahují kapacitu pro interakci s okolní strukturou (FSI). Bez zohlednění interakce fluidního modelu s tlumenou strukturou varhanní píšťaly mají výsledky CFD simulací významně vyšší hodnoty amplitud akustického tlaku než byly reálně naměřené.

Při zohlednění těchto skutečností se situace jeví tak, že CFD simulace, ve kterých je turbulentní proudění modelováno vhodně nastavenými LES metodami (varianty LES-SMAG a LES-IMPL), poskytují výsledky, které po zapracování FSI mají šanci věrně simulovat aeroakustický jev. CFD simulace s časově průměrovaným modelem turbulence (varianta URAS-RNG) jsou oproti vhodně nastaveným LES metodám znatelně zatlumené. Toto se projevuje zejména ve výsledcích módu 1 u varianty

URAS-RNG, kde pro dosažení shody s validačním měřením je aplikovaná na konstrukci rezonátoru nereálně malá hodnota tlumení $\delta = 0.0066$. Ve variantách LES-SMAG a LES-IMPL jsou pro dosažení shody s validačním měřením aplikovány již poměrně realistické hodnoty $\delta = 0.0109$ a $\delta = 0.0099$, při porovnání s hodnotou $\delta = 0.0181$, která byla určena jako bodový odhad střední hodnoty z dat akustického měření frekvenční odezvy víka varhanní píšťaly pro mód 1 při frekvenci 83 Hz.

Logaritmický dekrement útlumu, určený měřením víka píšťaly akustickou metodou, zahrnuje jak strukturální tlumení víka, tak tlumení od okolního prostředí (vzduchu). Má tedy vyšší hodnotu než jen izolovaná hodnota strukturálního tlumení materiálu, pro kterou musí být bodový odhad střední hodnoty útlumu snížen. Tím se přiblíží hodnotám určeným ve výpočtu metodou konečných prvků $\delta = 0.0109$ a $\delta = 0.0099$ pro variantu LES-SMAG a LES-IMPL, což svědčí ve prospěch hypotézy, že věrných výsledků lze dosáhnout pomocí vhodně nastavených LES metod. Uvedené souvislosti se lépe objasní při vynesení naměřených dat z Tab. 5.3 do grafu hustoty normálního rozdělení pravděpodobnosti viz Obr. 5.15. Materiálová hodnota $\delta = 0.0109$ aplikovaná na celém modelu varhanní píšťaly ve variantě LES-SMAG má vysokou pravděpodobnost výskytu, zatímco hodnota $\delta = 0.0066$ aplikovaná ve variantě URAS-RNG leží na samém okraji rozsahu grafu. Může se tedy také vyskytnout, ale s výrazně menší pravděpodobností.



Obr. 5.15 Graf hustoty normálního rozdělení pravděpodobnosti vyhotovený pro naměřená data logaritmického dekrementu útlumu na víku varhanní píšťaly viz Tab. 5.3.

5.4 Odpověď na vědeckou otázku

Rozdíly v charakteru vypočtených rychlostních polí a charakteru vypočteného akustického signálu mezi vhodně nastavenými LES metodami a URANS metodou vyznívají jednoznačně ve prospěch LES metod. Po vysvětlení rozporu ve vypočtených hodnotách amplitud akustických tlaků⁷ u módu 1, kde bylo analýzou zjištěno, že jejich hodnotu zásadně ovlivňuje strukturální tlumení rezonátoru, lze konstatovat, že na základě získaných poznatků a výsledků lze s vysokou mírou jistoty dát kladnou odpověď na hlavní vědeckou otázku, která byla definovaná v kapitole 3, a to:

„Numerickou simulací lze věrně popsat chování tónových zdrojů hluku, u nichž je zvuk generován nestabilitami ve smykové vrstvě turbulentního proudění.“

První z pracovních hypotéz, které byly rovněž definované v kapitole 3, byla zcela potvrzena a zůstává v původním znění, a to:

„Chování tónových zdrojů hluku, u nichž je zvuk generován nestabilitami ve smykové vrstvě, lze věrně popsat numerickou simulací turbulentního proudění, která přímo počítá velké vírové struktury (LES).“

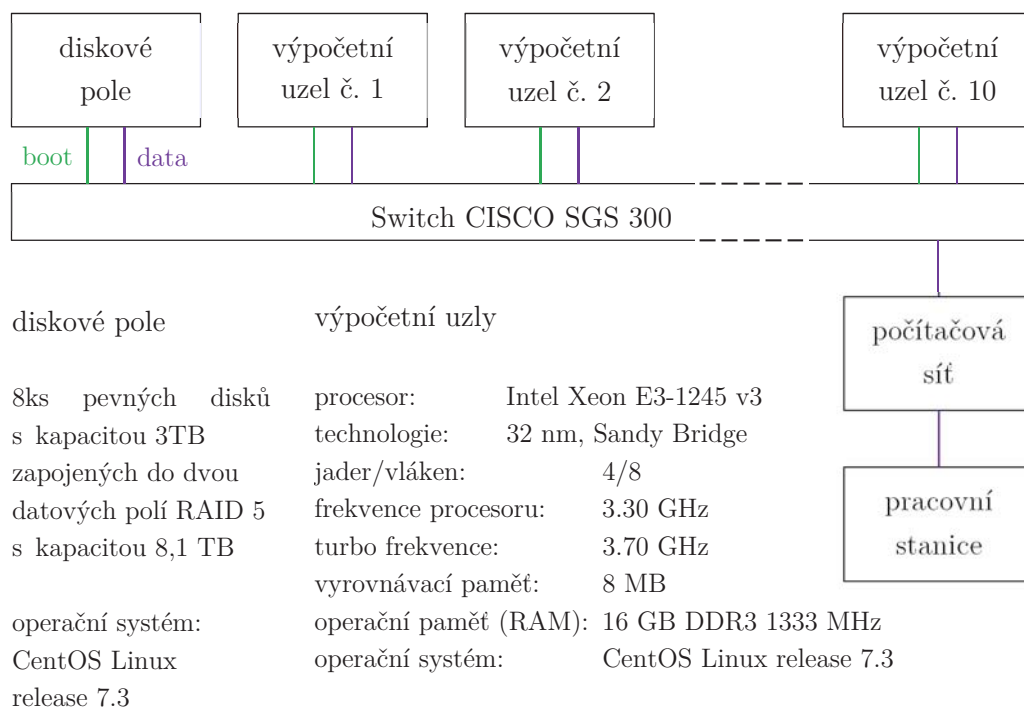
Druhá pracovní hypotéza byla potvrzena pouze částečně, a byla přeformulovaná do následujícího znění:

„Chování tónových zdrojů hluku, u nichž je zvuk generován nestabilitami ve smykové vrstvě, lze také dostatečně věrně popsat numerickou simulací turbulentního proudění, která turbulentní proudění pouze modeluje (URANS).“

⁷ Vysvětlení rozporu ve vypočtených hodnotách amplitud akustických tlaků pro mód 1 se jeví dostatečně pro kladné zodpovězení vědecké otázky, přestože hodnota logaritmického dekrementu útlumu módu 2, zjištěná měřením, již nekoreluje tak dobře s vypočtenou hodnotou útlumu. Pro objasnění přetrvávajícího rozporu, který zůstává otevřený, byly identifikované následující možné příčiny. Zatímco frekvenční analýza rezonátoru varhanní píšťaly v kódu MSC.NASTRAN identifikovala frekvenci módu 1 o hodnotě 61.65 Hz a vlastní frekvence víka varhanní píšťaly, určená měřením, byla 83 Hz, tedy frekvence ležely velmi blízko sebe. U módu 2 identifikovala analýza frekvenci módu na hodnotě 186.22 Hz, kdy nejbližší hodnota vlastní frekvence víka určená měřením byla 393 Hz. Je tedy pravděpodobné, že při takto významném rozdílu frekvencí se mohou hodnoty útlumu významně lišit. Svůj podíl na rozdílu hodnot útlumu získaných měřením a frekvenční analýzou může mít u módu 2 také snížení přesnosti metody konečných prvků při nárůstu analyzovaných frekvencí [59]. Pro důsledné vysvětlení rozdílných hodnot útlumu v módu 2 bude nutné vyrobit vzorky, jejichž vlastní frekvence bude blízká hodnotě 186.22 Hz a provést měření hodnoty útlumu blízko této frekvence. Čas vymezený pro tuto disertační práci však již nedovolil tento krok uskutečnit.

5.5 Nároky na výpočetní výkon CFD simulací

CFD simulace všech čtyř úspěšných variant byly provedené na totožné výpočetní platformě, aby bylo možné korektně porovnat nároky jednotlivých variant, respektive jednotlivých výpočtových modelů na výpočetní výkon. Tato výpočetní platforma se sestávala z deseti dedikovaných výpočetních uzlů a jednoho diskového pole, které byly vzájemně propojené rychlou sítí Ethernet dle standardu IEEE 802.3ab přes switch s rychlostí přenosu dat 1 Gbit/s na každém připojovacím portu. Výpočetní uzly nejsou vybavené vlastními pevnými disky s operačním systémem, ale zavádějí operační systém (provádějí boot) z centrálního diskového pole. Zapojení separátních částí této výpočetní platformy do jednoho funkčního celku je schematicky znázorněné na Obr. 5.16. Výpočty byly spouštěné, ovládané a monitorované prostřednictvím pracovní stanice, která byla zapojena do výpočtové platformy přes počítačovou síť.



Obr. 5.16 Schéma zapojení separátních částí výpočetní platformy do jednoho funkčního celku.

V průběhu výpočtu všech variant byly do tzv. log souborů zapisované údaje o času zahájení a ukončení každého časového kroku včetně seznamu operací, které byly v rámci daného časového kroku provedeny. Pro výpočet každé varianty bylo tedy možné následně sestavit přehled nároků na strojový čas, viz Tab. 5.5. Ukázka části výpisu z log souboru kódu OpenFOAM dokumentující jeden časový krok výpočtu varianty LES-SMAG je uvedena na Obr. 5.17.

```
--UMax: 51.8680791 m/s
ExecutionTime = 4.55 s ClockTime = 21 s
```

předchozí časový krok ↓

```
Courant Number mean: 4.48176588e-06 max: 4.39792393
Time = 0.704010009

PIMPLE: iteration 1
smoothSolver: Solving for Ux, Initial residual = 2.48724493e-06, Final residual = 5.32752244e-09, No Iterations 1
smoothSolver: Solving for Uy, Initial residual = 3.65458702e-06, Final residual = 6.06497773e-09, No Iterations 1
smoothSolver: Solving for Uz, Initial residual = 0.000687885172, Final residual = 9.20055436e-07, No Iterations 1
smoothSolver: Solving for e, Initial residual = 8.71829288e-06, Final residual = 3.15804983e-08, No Iterations 1
--TMin: 250 K
--TMax: 450.94653 K
DICPCG: Solving for p, Initial residual = 0.000277961058, Final residual = 2.61381985e-06, No Iterations 13
diagonal: Solving for rho, Initial residual = 0, Final residual = 0, No Iterations 0
time step continuity errors : sum local = 1.85640472e-09, global = -1.01620708e-11, cumulative = 1.42627808e-09
--pMin: 100339.305 Pa
--pMax: 103198.866 Pa
rho max/min : 1.42665792 0.782636285
--UMax: 73.1066427 m/s
PIMPLE: iteration 2
smoothSolver: Solving for Ux, Initial residual = 5.37638917e-08, Final residual = 5.37638917e-08, No Iterations 0
smoothSolver: Solving for Uy, Initial residual = 3.79541394e-08, Final residual = 3.79541394e-08, No Iterations 0
smoothSolver: Solving for Uz, Initial residual = 3.35441014e-06, Final residual = 1.50672831e-07, No Iterations 1
smoothSolver: Solving for e, Initial residual = 7.71386368e-06, Final residual = 8.95088682e-08, No Iterations 1
--TMin: 250 K
--TMax: 558.948883 K
DICPCG: Solving for p, Initial residual = 0.000160306574, Final residual = 1.15488274e-06, No Iterations 13
diagonal: Solving for rho, Initial residual = 0, Final residual = 0, No Iterations 0
time step continuity errors : sum local = 1.31241377e-09, global = -2.5758813e-11, cumulative = 1.40051927e-09
--pMin: 100292.198 Pa
--pMax: 102517.55 Pa
rho max/min : 1.41853196 0.632750321
--UMax: 60.6849821 m/s
PIMPLE: iteration 3
smoothSolver: Solving for Ux, Initial residual = 3.03552102e-08, Final residual = 3.03552102e-08, No Iterations 0
smoothSolver: Solving for Uy, Initial residual = 3.34392938e-08, Final residual = 3.34392938e-08, No Iterations 0
smoothSolver: Solving for Uz, Initial residual = 2.40643433e-06, Final residual = 1.65724717e-07, No Iterations 1
smoothSolver: Solving for e, Initial residual = 7.16351975e-07, Final residual = 7.16351975e-07, No Iterations 0
--TMin: 250 K
--TMax: 558.948883 K
DICPCG: Solving for p, Initial residual = 7.22940138e-06, Final residual = 9.97227283e-07, No Iterations 2
diagonal: Solving for rho, Initial residual = 0, Final residual = 0, No Iterations 0
time step continuity errors : sum local = 1.33294702e-09, global = -1.41825514e-11, cumulative = 1.38633672e-09
--pMin: 100572.05 Pa
--pMax: 102515.801 Pa
rho max/min : 1.41861086 0.630037384
--UMax: 55.4867234 m/s
ExecutionTime = 6.76 s ClockTime = 23 s
```

následující časový krok ↓

```
Courant Number mean: 4.4839502e-06 max: 4.09769286
Time = 0.704017638

PIMPLE: iteration 1
smoothSolver: Solving for Ux, Initial residual = 2.45143145e-06, Final residual = 5.47055372e-09, No Iterations 1
```

Obr. 5.17 Část výpisu z log souboru pro jeden časový krok výpočtu varianty LES-SMAG.

Přírůstek fyzikálního času vypočtený v rámci jednoho časového kroku měl hodnotu $\Delta t = 7.63 \cdot 10^{-6}$. Velikost časového kroku byla stejná pro všechny varianty, jelikož je určena hodnotou Courantova čísla, respektive velikostí buněk ve výpočtové síti a tato síť byla pro všechny varianty totožná.

varianta	potřebný výpočetní čas t na použité výpočetní platformě			
	$\frac{t_{varianta} \cdot 100}{t_{LES-SMAG}}$	časový krok	výpočet 1 s fyzikálního času	
	%	sekund	sekund	dnů
LES-NONE	129	2.89	378 797	4.38
LES-SMAG	100	2.25	294 482	3.41
LES-IMPL	96	2.15	281 915	3.26
URAS-RNG	163	3.66	479 745	5.55

Tab. 5.5 Tabulka nároků CFD simulací na strojový čas pro každou provedenou variantu.

V Tab. 5.5 jsou uvedené časy potřebné pro výpočet jednoho časového kroku a dále výpočtu o délce jedné sekundy fyzikálního času. Jak z tabulky plyne, doba na získání i takto krátkého záznamu signálu je enormní. Je nutné vzít v úvahu i skutečnost, že než se amplitudy akustického tlaku ve výpočtu ustálí, nelze minimálně úvodních 0.35 sekund pro vyhodnocení hladin akustických tlaků použít, takže je nutné do celkového času výpočtu začlenit i tuto úvodní, neužitečnou část výpočtu.

Z porovnání nároků na strojový čas výpočtu v Tab. 5.5 je patrné, že standardní numerické schéma použité ve variantě LES-SMAG je z hlediska výpočetních nároků velmi efektivní. Je zajímavé, že odstranění části numerického schématu z varianty LES-SMAG, která slouží pro eliminaci vírů malých měřítek, čímž vzniká varianta LES-NONE, způsobí zvýšení nároků na strojový čas cca o 29 %. Takto upravené numerické schéma sice vynechává výpočet některých procedur, čímž je spořena jistá část strojového času, na druhé straně toto zjednodušené numerické schéma vyžaduje celkově vyšší počet iterací pro snížení hodnot reziduí na úroveň zkonvergovaného řešení. Přestože varianta LES-NONE není korektní LES metodou, je ve své podstatě implicitní variantou LES metody, která používá nedostatečně disipativní numerické schéma pro prostorovou diskretizaci.

Varianta LES-IMPL je z tohoto pohledu již korektní implicitní LES metodou obsahující přiměřeně disipativní numerické schéma vanLeer, což bylo prokázáno tím, že tato varianta poskytuje výsledky velmi blízké variantě LES-SMAG. V rámci této práce se tedy skutečně podařilo ve variantě LES-IMPL navodit ono „vhodné spiknutí fyziky a numeriky“ [44] a explicitní model turbulence nahradit numerickým schématem s vhodnou zaokrouhlovací chybou. Nároky varianty LES-IMPL na výpočetní výkon jsou o něco menší než varianty LES-SMAG, kdy nároky na strojový čas jsou nižší cca o 4%. Implicitní LES metodu se podařilo do kódu OpenFOAM úspěšně implementovat přes limitované možnosti tohoto kódu pro aplikaci prostorových diskretizačních schémat vysokých řádů, které implicitní

LES metoda předpokládá. Přesnější aproximace derivací tak skrývá možný potenciál pro další zkrácení výpočetního času při vývoji implicitní LES metody.

Výpočet turbulentním modelem URANS ve variantě URAS-RNG vykázal navýšení nároků na strojový čas oproti variantě LES-SMAG cca o 63 %. Vzhledem k tendenci URANS snižovat amplitudy akustického signálu oproti LES metodám, při vyšších nárocích na výpočetní výkon, není zřejmě třeba URANS více komentovat.

Na počátku výzkumné činnosti byla značná část času věnovaná hledání a nastavování numerických schémat a okrajových podmínek. Prvního věrohodného výsledku bylo dosaženo v CFD simulaci s pořadovým číslem 38. Za 7 let od zahájení této disertační práce má autor k dispozici přibližně 10krát vyšší výpočetní výkon než na jejím počátku, přesto časové nároky na provedení CFD simulací pro jednu CAA analýzu zůstávají značné. Poslední CFD simulace v rámci této práce byla spuštěna dne 16. ledna 2018 v 11:36 hod na 40 výpočetních jádrech. Tato CFD simulace, jejíž výsledek je pouhých 0.894 s simulovaného fyzikálního děje, úspěšně doběhla dne 2. února 2018 v 04:03 hod. Čistý strojový čas (ClockTime) tohoto výpočtu činil 428892 s, tedy téměř 5 dnů. Celková doba však činila téměř 17 dnů, protože tento výkonný počítač pro náročné výpočtové simulace nebyl dedikován pouze pro účely této práce, ale bylo jej nutné sdílet i s jinými uživateli, pro jiné projekty. Z výše uvedených údajů, pro tuto jednu CFD simulaci, je zřejmé, jak vysoké nároky na výpočetní zdroje klade rozvoj této vědecké disciplíny.

6 Směr dalšího výzkumu

Tato práce se zabývala velmi úzkým segmentem v oblasti CAA. I takto úzký segment, zaměřený pouze na simulaci tónových zdrojů hluku generovaných nestabilitou ve smykové vrstvě, je však natolik rozsáhlý, že nabízí mnoho nových směrů pro další výzkum.

Vzhledem k tomu, kolik času zabírá CFD simulace jedné výzkumné úlohy, je třeba v první řadě provést výzkum na téma, jak snížit výpočetní čas simulací pro urychlení vlastního výzkumu na poli CAA. Výpočet dvou desetín sekundy fyzikálního času v CFD simulaci zabíral v průměru jeden den strojového času na 40 jádrech počítače postaveného na bázi centrálních procesorových jednotek CPU (central processing unit). Výpočet každé úlohy v rámci této práce trval tedy téměř týden. Významný potenciál pro urychlení a zlevnění výzkumu autor vidí v přenesení CFD simulací z platformy CPU na mnohonásobně výkonnější výpočetní platformu založenou na grafických procesorových jednotkách GPU (graphic processing unit), nebo platformu založenou na programovatelných hradlových polích FPGA (field programmable gate array).

Hlavní výzvu výzkumu představuje přeprogramování CFD kódů tak, aby dokázaly využít obrovského výpočetního výkonu jiných platform. Zatímco aktuálně nejvýkonnější CPU od firmy Intel 28 jádrový procesor Xeon Platinum 8180 má výkon 3 teraFLOPS (single precision) a stojí \$10,009 viz zdroj [20], tak nejvýkonnější grafická karta Titan V s 5120 GPU CUDA jádry od firmy NVidia nabízí výpočetní výkon 14 teraFLOPS (single precision) a stojí \$2,999 viz zdroj [10].

Mimo cesty urychlení výpočtů pouze „hrubou silou“, tedy prostým zvýšením výkonu výpočetních strojů, lze očekávat ještě jistý potenciál pro urychlení od pokračujícího vývoje výpočetních metod. V rámci této práce byl identifikován potenciál pro vývoj implicitní LES metody, což je jeden ze směrů, kterým by se měl ubírat další výzkum v návaznosti na tuto práci.

Po nalezení vhodného řešení pro stěžejní problém s dlouhými výpočetními časy, se nabízí hned jako další cíl v řadě výzkum numerických modelů pro simulace turbulentního proudění LES metodami, které budou schopné efektivně řešit proudění v interakci se strukturálním modelem (FSI).

7 Závěr

V úvodní části výzkumné činnosti byly autorem charakterizovány a kategorizovány zdroje aeroakustických hluků a do hloubky prostudovány rezonanční mechanismy, které se uplatňují u hluků generovaných nestabilitami ve smykové vrstvě. Pro každý rezonanční mechanismus byla provedena rešeršní studie literatury. Byl prozkoumán matematický popis aerodynamického pole a akustického pole, kdy byl kladen důraz na rozkrytí rozdílů mezi oběma fenomény a odlišnými nároky na jejich numerické řešení. Byly prozkoumány numerické metody řešení Navierových-Stokesových rovnic, kde byl kladen důraz na metodu simulace velkých vírů LES, která je hlavní metodou pro tuto práci.

Bylo dosaženo všech dílčích cílů disertační práce, které byly definovány v kapitole 3, a to:

- Byl vyvinut specifický softwarový nástroj pro analýzu výsledků CAA modelů překonávající přirozená omezení DFT, který velmi přesně určuje hodnoty frekvencí a amplitud tónových složek ze signálu o délce pouhých několika desetin sekundy. V rámci disertační práce byly prozkoumány metody zpracování signálu nutné pro analýzu akustického signálu. Na základě tohoto výzkumu, který analyzoval specifika CFD simulací tónových hluků o nízkých frekvencích, byl vyvinut a naprogramován tento specifický softwarový nástroj v jazyce Mathematica od firmy Wolfram Research.
- Byly úspěšně porovnány dva rozdílné přístupy modelování turbulence LES a URANS, a to s ohledem na jejich přesnost, nároky na výpočetní výkon a spolehlivost konvergence. Byla identifikována vhodná diskretizační a iterační schémata. Byly získány výsledky pro tři varianty LES metody a jednu variantu metody URANS. Vedle de-facto standardu LES metody založené na tzv. subgrid-scale (SGS) modelu turbulence, byla vypočtena také varianta implicitní LES metody (ILES), která je moderním trendem LES metody, kde je eliminace energie vírů malých měřítek řešena volbou vhodně disipativního, numerického schématu. Úspěšně byla simulována také varianta ILES s málo disipativním numerickým schématem varianty LES-SMAG, bez použití SGS modelu, u které téměř nedocházelo k disipaci energie vírů malých měřítek a jednalo se tedy o jakousi variantu DNS metody na velmi hrubé síti. V rámci této práce byla zařazena také do kategorie LES metod. Pro variantu reprezentující časově průměrované metody URANS byl vybrán turbulentní model RNG k-epsilon, který je dle literatury používán s vysokou četností při modelování úloh aerodynamicky indukovaných tónových hluků

v kavitách. Také s modelem URANS byl úspěšně vybuzen aeroakustický jev a získán akustický signál očekávané kvality.

- Byla navržena a vyrobena specificky zmodifikovaná varianta reálné varhanní píšťaly, na které byly provedeny validačních měření numerických modelů. Varhanní píšťala byla v rámci výzkumu identifikována jako aeroakustický objekt, který je typově zdrojem tónových zvuků, na které byla práce zacílena, zároveň jako vhodný objekt pro CFD simulace a validaci výsledků těchto simulací. Jedná se o varhanní píšťalu generující základní tón velké C. Na základě geometrie reálné píšťaly byl vytvořen její přesný CAD model, dle něhož byla v postupných krocích precizovaná výpočtová síť a numerická schémata pro kód OpenFOAM až do stavu, kdy CFD simulace poskytovaly důvěryhodné výsledky.
- Jako směr dalšího výzkumu byl identifikován výzkum zrychlení CFD simulací na grafických procesorových jednotkách GPU, nebo na programovatelných hradlových polích FPGA, dále rozvoj implicitní LES metody a následně také CFD simulací v interakci s poddajnou strukturou FSI.

Na základě získaných poznatků a výsledků této práce je možné dát kladnou odpověď na hlavní vědeckou otázku, a to:

„Numerickou simulací lze věrně popsat chování tónových zdrojů hluku, u nichž je zvuk generován nestabilitami ve smykové vrstvě turbulentního proudění.“

Dále je možno konstatovat, že byla zcela potvrzena první pracovní hypotéza, a to:

„Chování tónových zdrojů hluku, u nichž je zvuk generován nestabilitami ve smykové vrstvě, lze věrně popsat numerickou simulací turbulentního proudění, která přímo počítá velké vírové struktury (LES).“

Druhá pracovní hypotéza byla potvrzena pouze částečně, a byla přeformulovaná do následujícího znění:

„Chování tónových zdrojů hluku, u nichž je zvuk generován nestabilitami ve smykové vrstvě, lze také dostatečně věrně popsat numerickou simulací turbulentního proudění, která turbulentní proudění pouze modeluje (URANS).“

8 Literatura

- [1] AHUJA, K.K.; MENDOZA, J.M. *Effects of cavity dimensions, boundary layer, and temperature on cavity noise with emphasis on benchmark data to validate computational aeroacoustic codes*. Hampton: NASA Langley Research Centre, 1995.
- [2] BARDINA, J.; FERZIGER, J.H.; REYNOLDS, W.C. *Improved Subgrid Scale Models for Large Eddy Simulation*. Technical paper 80-1357. 1980.
- [3] BERANEK, L.L. *Acoustics*. 2nd Edition. New York: the Acoustical Society of America through the American Institute of Physics, 1993. ISBN 0-88318-494-X.
- [4] BIES, D.A.; HANSEN, C.H. *Engineering Noise Control: Theory & Practice*. 2nd Edition. London: E & FN SPON, 1996.
- [5] BLAZEK, J. *Computational Fluid Dynamics: Principles and Applications*. 2nd Edition. Oxford: Elsevier, 2006.
- [6] BODGER, W.K.; JONES, C.M. *Aerodynamic wind throb in passenger cars*, SAE Technical Paper 640797. 1964.
- [7] BOGEY, C. *Calcul Direct du Bruit A ´erodynamique et Validation de Mod`eles Acoustiques Hybrides*. Lyon, 2000. Disertation. ´Ecole Centrale de Lyon.
- [8] BORRIS, R. Customized developments for AUDI's OpenFOAM processes. In: *Proceedings of the 4th ESI OpenFOAM User Conference 2016*, 11-12 October 2016. Cologne, Germany, 2016.
- [9] BUCUR, V. *Acoustics of Wood*. 2nd Edition. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006. ISBN 978-3-642-06555-2.
- [10] CARBOTTE, K. *Nvidia's New Titan V Pushes 110 Teraflops From A Single Chip*. In: tomshardware.co.uk [online]. 8. 12. 2017 [cit. 25. 3. 2018]. Dostupné z: <http://www.tomshardware.co.uk/nvidia-titan-v-110-teraflops,news-57496.html>
- [11] CHANAUD, R.C. Effects of geometry on the resonance frequency of Helmholtz resonators. *Journal of Sound and Vibration*. 1994, vol. 178, no. 3, pp. 337–348.
- [12] CHANAUD, R. C. Effects of geometry on the resonance frequency of Helmholtz resonators, Part II. *Journal of Sound and Vibration*. 1997, vol. 204, no. 5, pp. 829–834.
- [13] CHARWAT, A.F.; ROOS, J.N.; DEWEY, F.C.J.; HITZ, J.A. An investigation of separated flows - Part I: The pressure field. *Journal of Aero/Space Sciences*. 1961, vol. 28, no. 6, pp. 457–470.
- [14] T. COLONIUS,T.; LELE, S.K. Computational Aeroacoustics: Progress on Nonlinear Problems of Sound Generation. *Progress in Aerospace Sciences*. 2004, vol. 40, no. 6, pp. 345–416.
- [15] DÁNIEL, V. *Modely mechanického kmitání konstrukcí ze dřeva a na bázi dřeva*. Brno, 2008. Disertační práce. MZLU v Brně.
- [16] DEMETZ, F.C.; FARABEE, T. M. *Laminar and turbulent shear flow induced cavity resonances*. Technical Paper AIAA 77-1293, 1977.

- [17] DORIA, A. A simple method for the analysis of deep cavity and long neck acoustic resonators. *Journal of Sound and Vibration*. 2000, vol. 232, no. 4, pp. 823–833.
- [18] EAST, L.F. Aerodynamically induced resonance in rectangular cavities. *Journal of Sound and Vibration*. 1996, vol. 3, no. 3, pp. 277–287.
- [19] ELDER, S.A.; FARABEE, T. M.; DEMETZ, F.C. Mechanisms of flow-excited cavity tones at low Mach number. *Journal of the Acoustical Society of America*. 1982, vol. 72, August 1982, pp. 532–549.
- [20] FELDMAN, M. *Intel Forges New Xeon Line Under Scalable Processor Banner*. In: top500.org [online]. 12. 7. 2017 [cit. 25. 3. 2018]. Dostupné z: <https://www.top500.org/news/intel-forges-new-xeon-line-under-scalable-processor-banner/>
- [21] FERZIGER, J.H.; PERIĆ, M. *Computational Methods for Fluid Dynamics*. 3rd Edition. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2002. ISBN 978-3-540-42074-3.
- [22] FESPERMAN, J.T. *The organ as musical medium*. New York: Coleman-Ross Co, 1962.
- [23] Fletcher, N.H.; Rossing, T.D. *The Physics of Musical Instruments*. 2nd Edition. New York: Springer-Verlag New York, 1998. ISBN 978-0-387-98374-5.
- [24] GADE, S.; HERLUFSEN, H. Digital filter vs FFT techniques for damping measurements. *Technical Review*. 1994, no. 1-1994.
- [25] GERMANO, M.; PIOMELLI, U.; MOIN, P.; CABOT, W. H. A Dynamic Subgrid Scale Eddy Viscosity Model. *Physics of Fluids A* 3. 1991, Vol. 3, No. 7, pp. 1760–1765.
- [26] GHANADI, F.; ARJOMANDI M.; CAZZOLATO, B.; ZANDER, A. Understanding of the flow behaviour on a Helmholtz resonator excited by grazing flow. *International Journal of Computational Fluid Dynamics*. 2014, vol. 28, no. 5, pp. 219–231.
- [27] HARRIS, F.J. On the use of windows for harmonic analysis with the Discrete Fourier Transform. *Proceedings of the IEEE*. 1978, vol. 66, no. 1, pp. 51–83.
- [28] HAVELOCK, D.; KUWANO, S.; VORLÄNDER, M. *Handbook of signal processing in acoustics*. 1st Edition. New York: Springer-Verlag New York, 2008.
- [29] HSU, J.S.; AHUJA, K.K. Cavity noise control using Helmholtz resonators. In: *Proceedings of the 2nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference* 1996, May 6.- 8. 1996. State College, PA, USA, 1996.
- [30] HUCHO, W.H. *Aerodynamics of Road Vehicles*. 4th Edition. Warrendale: Society of Automotive Engineers, 1998. ISBN 0-7680-0029-7.
- [31] JONG, A. de.; BIJL H. Experimental and Numerical Investigation of the Flow-Induced Resonance of Slender Deep Cavities that Resemble Automotive Door Gaps, In: *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 7- 9 June 2010. Stockholm, Sweden, 2010.
- [32] LAAP, D.R. *The Physics of Music and Musical Instruments*. Medford: Wright Center for Innovative Science Education Tufts University [online]. 2006. Dostupné z: <http://kellerphysics.com/acoustics/Lapp.pdf>

- [33] LEER, B. van. Towards the ultimate conservative difference scheme III. Upstreamcentered finite-difference schemes for ideal compressible flow. *Journal of Computational Physics*. 1977, vol. 23, no. 3, pp. 263–275.
- [34] LESIEUR, M.; MÉTAIS, O.; COMTE, P. *Large-Eddy Simulations of Turbulence*. New York: Cambridge University Press, 2005. ISBN 0-521-78124-8.
- [35] MARGOLIN, L.G. Modeling Turbulent Flow with Implicit LES. In: *Proceedings of the Joint Russian-American Five Laboratory Conference on Computational Mathematics/Physics*, 19-23 June 2005. Vienna, Austria, 2005.
- [36] MARSHAK, A.; DAVIS, A. B. *3D Radiative transfer in cloudy atmospheres*. New York: Springer Berlin Heidelberg, 2005. ISBN 3-540-23958-8.
- [37] MENDOZA, J.M.; AHUJA, K.K. Cavity noise control through upstream mass injection from a coanda surface, In: *Proceedings of the 2nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 6-8 May 1996. State College, PA, USA, 1996.
- [38] MOIN, P.; SQUIRES, K.; CABOT, W.H.; LEE, S. A Dynamic Subgrid-Scale Model for Compressible Turbulence and Scalar Transport. *Physics of Fluids A3*. 1991, vol. 3, no. 11, pp. 2746–2757.
- [39] L. MONGEAU, J. BEZEMEK, R. DANFORTH. Pressure fluctuations in a flowexcited door gap cavity model. In: *Proceedings of the 1997 Noise & Vibration Conference*, 20-22 May, 1997. Warrendale, PA, USA, 1997a.
- [40] L. MONGEAU, D. BROWN, H. KOOK, A predictive model for the interior pressure oscillations from flow over vehicle openings. In: *Proceedings of the 1997 Noise and Vibration Conference*, 20-22 May. Warrendale, PA, USA, 1997b.
- [41] NAUDASCHER, E.; ROCKWELL, D. *Flow-induced vibrations: An engineering guide*. Rotterdam: A. A. Balkema, 1994.
- [42] NICOUD, F.; DUCROS, F. Subgrid-Scale Modelling Based on the Square of the Velocity Gradient Tensor. *Flow, Turbulence and Combustion*. 1999, vol. 62, no. 3, pp. 183–200.
- [43] OPPENHEIM, A.V.; SCHAFER, R.W. *Discrete-Time Signal Processing*. Upper Saddle River: Prentice-Hall, 1989.
- [44] ORAN, E.S.; BORIS, J.P. Computing turbulent shear flows- a convenient conspiracy. *Computers in Physics*. 1993, vol. 7, pp. 523–533.
- [45] PANTON, R.L. *Effect of orifice geometry on Helmholtz resonator excitation by grazing flow*. *AIAA Journal*. 1989, vol. 28, pp. 60–65.
- [46] PANTON, R.L.; MILLER, J.M. Excitation of a Helmholtz resonator by a turbulent boundary layer. *Journal of the Acoustical Society of America*. 1975, vol. 58, October 1975, pp. 800– 806.
- [47] PLUMBLEE, H.E.; GIBSON, J.S.; LASSITER L.W. *A theoretical and experimental investigation of the acoustic response of cavities in an aerodynamic flow*. Wright-Patterson Air Force Base, Ohio. Technical report WADD-61-75, 1962.
- [48] POPE, S.B. *Turbulent Flows*. Cambridge: Cambridge University Press, 2000. ISBN 978-0521598866.
- [49] PROAKIS, J.G.; MANOLAKIS, D.G. *Digital signal processing: Principles, algorithms, and applications*. 4th Edition. Upper Saddle River: Prentice-Hall, 2006. ISBN 978-0-13-187374-2.

- [50] RICOT, D. *Simulation numérique d'un écoulement affleurant une cavité par une méthode Boltzmann sur réseau, et application au toit ouvrant de véhicules automobiles*. Lyon, 2002. Dissertation. Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique.
- [51] ROCKWELL, D.; NAUDASCHER, E. Review - Self-sustaining oscillations of flow past cavities. *The Journal of Fluids Engineering*. 1978, vol. 100, June 1978, pp. 152–165.
- [52] ROECK, W. Computational Aeroacoustics: A general introduction and some practical guidelines. In: Computational Aeroacoustics workshop at VUT Brno, 6 February 2013. Brno, Czech Republic, 2013.
- [53] ROSSING, T.D. *The Science of Sound*. Addison-Wesley Publishing Company, 1982.
- [54] ROSSITER, J. E. *Wind tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds*. Farnborough: Royal Aircraft Establishment, 1964.
- [55] ROY, C.J.; GHUGE, H.A. Detached Eddy Simulations of a Simplified Tractor/Trailer Geometry. In: *The Aerodynamics of Heavy Vehicles II: Trucks, Buses, and Trains*. New York: Springer, 2009, pp. 362–382. ISBN 978-3-540-85069-4.
- [56] SAROHIA, V. *Experimental and analytical investigation of oscillations in flows over cavities*. Pasadena, 1975. Dissertation. California Institute of Technology.
- [57] SAROHIA, V. Experimental investigation of oscillations in flows over shallow cavities. *AIAA Journal*. 1977, vol. 15, no. 7, pp. 984–991.
- [58] SELAMET, A; DICKEY, N.S.; NOVAK, J.M. Theoretical, computational and experimental investigation of Helmholtz resonators with fixed volume: lumped versus distributed analysis. *Journal of Sound and Vibration*. 1995, vol. 187, no. 2., pp. 358–367.
- [59] SELESNICK, I.; SCHULLER, G. The Discrete Fourier Transform. In: *The Transform and Data Compression Handbook*. Boca Raton: CRC Press LLC, 2001, pp. 37–74.
- [60] SENTHOORAN, S.; CROUSE, B.; NOELTING, S.; FREED, D.; DUNCAN, B.; BALASUBRAMANIAN, G.; POWELL, R. Prediction of Wall Pressure Fluctuations on an Automobile Side-Glass Using a Lattice-Boltzmann Method. In: *12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (27th AIAA Aeroacoustics Conference)*, 8-10 May 2006. Cambridge, Massachusetts 2006.
- [61] SHAW, L.; BARTEL, H.; MCAVOY, J. Acoustic environment in large enclosures with a small opening exposed to flow. *Journal of Aircraft*. 1982, vol. 20, no. 3, pp. 250–256.
- [62] SINGH, A.; RAJVANISHI, D.; NIKAM, D. Buffeting Noise Computations for an Open Side Window. In: *Proceedings of the 37th National and 4th International Conference on Fluid Mechanics and Fluid Power*, 16-18 December 2010. Chennai, India 2010.

- [63] SMAGORINSKY, J. S. *General Circulation Experiments with the Primitive Equations: I. the Basic Experiment. Monthly Weather Review.* 1963, vol. 91, no 3, p. 99-163.
- [64] TAM, C. K. W. The acoustic modes of a two-dimensional rectangular cavity. *Journal of Sound and Vibration.* 1976, vol. 49, no. 3, pp. 353–364.
- [65] TAM, C. K. W; BLOCK, P.J.W. On the tones and pressure oscillations induced by flow over rectangular cavities. *Journal of Fluid Mechanics.* 1978, vol. 89, no. 2, pp. 373–399.
- [66] TELL, J. *Aeroacoustic study on roof bow CFD generation of input data for hybrid approach.* Göteborg, 2012. Diploma work. Chalmers University of Technology.
- [67] TŮMA, J. *Zpracování signálů zaslaných z mechanických systémů užitím FTT.* Praha: Sdělovací technika. 1997. ISBN 80-901936-1-7.
- [68] DRIEST, E. R. Van. On Turbulent Flow Near a Wall. *Journal of Aerospace Science.* 1956, vol. 23, no. 11, pp. 1007–1011.
- [69] VREMAN, B. *Direct and Large-Eddy Simulation of the Compressible Turbulent Mixing Layer.* Enschede, 1995. Dissertation. University of Twente. Faculty of Electrical Engineering, Mathematics & Computer Science.
- [70] WANG, M.; FREUND, J. B.; LELE, K. S. Computational Prediction of Flow-Generated Sound. *Annual Review of Fluid Mechanics.* 2006, vol. 38, pp. 483–512.
- [71] YAKHOT, V.; ORSZAG, S. A.; THANGAM, S.; GATSKI, T. B.; SPEZIALE, C. G. Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique. *Physics of Fluids A.* 1992, vol. 4, no. 7, pp. 1510–1520.

9 Vlastní publikace autora

DOULE, O.; DETSIS, E.; EBRAHIMI, A.; ŠÁLENÝ, V. A Lunar Base with Astronomical Observatory. In: *AIAA 41th International Conference on Environmental Systems*, 17-20 July 2011. Portland, Oregon, USA, 2011.

DOULE, O.; ŠÁLENÝ, V.; HÉRIN, B.; ROUSEK, T. Omicron spacehabitat – research stage II. *Acta Astronautica*. 2012, vol. 70, no. January–February 2012, pp. 139-158.

DOULE, O.; ŠÁLENÝ, V.; HÉRIN, B. Omicron Orbital Hotel. In: *Newspace Conference 2011*, 28-30 July 2011. NASA Ames Research Center, USA, 2011.

DOULE, O.; IMHOF, B.; HOHENEDER, W.; WEISS, P.; ŠÁLENÝ, V.; GANCET, J.; ILZKOVITZ, M. 2013. Self-deployable Habitat for Extreme Environments - innovative architecture testbed for terrestrial and space applications supported by FP7. In: *64th International Astronautical Congress*, 23-27 September 2013. Beijing, China, 2013.

DOULE, O.; WACHTL, O.; ERIKSSON, K.; PLATT, D.; ŠÁLENÝ, V.; EBRAHIMI, A. Sinterhab v2: Deployment, Life Support Integration and its Architecture Spin-Offs. In: *64th International Astronautical Congress*, 23-27 September 2013. Beijing, China, 2013.

NELSON, J.V.; OSBORNE, B.; IMHOF, A. B.; WEISS, P.; TAILLEBOT, V.; AABLOO, A.; DOULE, O.; GANCET, J.; RANSOM, S.; ŠÁLENÝ, V. Results of the Self Deployable Habitat for Extreme Environments (SHEE) project. In: *67th International Astronautical Congress*, 26-30 September 2016. Guadalajara, Mexico, 2016.

ŠÁLENÝ, V.; KATOLICKÝ, J. Aeroacoustic computation of low frequency tonal sound by four different turbulence modeling approaches. *Theoretical and Applied Mechanics Letters*. 2018, vol. 8. (v tisku)

WONG, N.; DOULE, O.; CERMACK, M.; ŠÁLENÝ, V. *Inflatable Land Shelter Demonstrator*. In: *AIAA 42nd International Conference on Environmental Systems*, 15-19 July 2012. San Diego, California, 2012.

10 Seznam obrázků a tabulek

10.1 Seznam obrázků

Obr. 2.1 Schematické znázornění proudění kolem A-sloupku. Zdroj [30] - upraveno	15
Obr. 2.2 Schematické znázornění otevřené kavity generující tónový hluk. Zdroj [51] - upraveno.....	16
Obr. 2.3 Schéma mechanismu kmitání buzeného nestabilitami ve smykové vrstvě nad kavitou. Zdroj [54]	17
Obr. 2.4 Schematické znázornění Helmholtzova rezonátoru. Zdroj [4] - upraveno..	19
Obr. 2.5 Schematické znázornění hloubkového módu kavity. Zdroj [18] - upraveno	22
Obr. 2.6 Schématické znázornění hierarchie metod pro řešení úloh turbulentního proudění, včetně hodnoty úrovně jejich zjednodušení. Zdroj [5] - upraveno	27
Obr. 4.1 Grafické zobrazení postupu analýzy signálu (4.1) specifickým nástrojem, který využívá charakteristických vlastností DFT.	41
Obr. 4.2 Grafické zobrazení šířky frekvenčních pásem DFT v závislosti na celkovém počtu vzorků, který byl použit jako vstup do DFT analýzy.	42
Obr. 4.3 Výpis programu Specifický nástroj pro analýzu výsledků CAA.....	43
Obr. 4.4 Fotografie dvou odlišných konstrukčních řešení varhanních píšťal.	44
Obr. 4.5 Schematické naznačení mechanismu buzení aeroakustického jevu v píšťale typu Gedackt.	45
Obr. 4.6 Průběh maximálních amplitud podélného, stojatého vlnění po délce varhanní píšťaly.	46
Obr. 4.7 Výkres varhanní píšťaly generující základní tón velké C včetně uvedení hlavních rozměrů.	47
Obr. 4.8 Vyrobená varhanní píšťala, generující základní tón velké C, specificky navržená pro účely validačních měření.	48
Obr. 4.9 Zdrojový kód hlavní výpočetní smyčky (řešiče) v OpenFOAM, použitý v rámci této práce pro provedení aeroakustických výpočtů.	51
Obr. 4.10 Zdrojový kód v souboru UEqn.H , do kterého se odkazuje hlavní výpočetní smyčka rhoPimpleFoam.C při řešení rovnice hybnosti.....	52

Obr. 4.11 Schéma větvení programových procedur pro použité výpočetní varianty modelu turbulence.....	53
Obr. 4.12 Kombinace numerických schémat, nastavených v řídicím souboru fvSchemes kódu OpenFOAM.	54
Obr. 4.13 Objemová 3D síť, na které byly s úspěchem provedeny všechny CFD simulace.....	55
Obr. 4.14 Zobrazení detailů výpočetní sítě a demonstrující postupný nárůst buněk v síti.....	56
Obr. 4.15 Specificky navržená verze varhanní píšťaly pro validační měření.....	58
Obr. 4.16 Naměřená závislost hladiny akustického tlaku v monitorovacím bodě $x_{12} = 1.18$ m.....	59
Obr. 5.1 Řez výpočtovou sítí, na které jsou zobrazeny pole rychlostí.	62
Obr. 5.2 Varianta LES-IMPL. Zobrazení výskytu nefyzikálních jevů v průběhu CFD simulace.....	63
Obr. 5.3 Kontury absolutních hodnot rychlostí variant URAS-RNG a LES-SMAG zobrazené ve čtyřech po sobě jdoucích časových okamžicích.....	64
Obr. 5.4 Kontury absolutních hodnot rychlostí variant LES-IMPL a LES-NONE zobrazené ve čtyřech po sobě jdoucích časových okamžicích.....	65
Obr. 5.5 Znázornění polohy monitorovacích bodů, na řezu varhanní píšťalou.	66
Obr. 5.6 Časový vývoj amplitud akustického signálu zaznamenaný v monitorovacím bodě $x_{12} = 1.18$ m.	67
Obr. 5.7 Graf průběhu maximálních hodnot akustického tlaku (amplitud) po délce varhanní píšťaly pro první a druhý mód rezonátoru.	68
Obr. 5.8 Graf průběhu maximálních hodnot akustického tlaku (amplitud) po délce varhanní píšťaly pouze pro druhý mód rezonátoru.....	71
Obr. 5.9 Průběh tlumeného harmonického signálu s amplitudami a jim příslušejícími časy.	75
Obr. 5.10 Fotodokumentace z měření logaritmického dekrement útlumu víka varhanní píšťaly pořízená v laboratořích Mendelovy univerzity v Brně.	76
Obr. 5.11 Výpis úvodní části vstupního souboru, který byl použitý pro zadání frekvenční analýzy přímou metodou v kódu MSC.NASTRAN.	79

Obr. 5.12 Zobrazení výpočtové sítě, na které bylo provedeno kvalitativní ohodnocení vlivu strukturálního tlumení na generované hodnoty amplitud akustického tlaku.	80
Obr. 5.13 Výsledky frekvenční analýzy varhanní píšťaly provedené v kódu MSC.NASTRAN.	82
Obr. 5.14 Mapa grafických závislostí modifikující hodnoty amplitud akustického tlaku ze CFD simulací o vliv tlumení.	83
Obr. 5.15 Graf hustoty normálního rozdělení pravděpodobnosti vyhotovený pro naměřená data logaritmického dekrementu útlumu na víku.	85
Obr. 5.16 Schéma zapojení separátních částí výpočetní platformy do jednoho funkčního celku.	87
Obr. 5.17 Část výpisu z log souboru pro jeden časový krok výpočtu varianty LES-SMAG.	88

10.2 Seznam tabulek

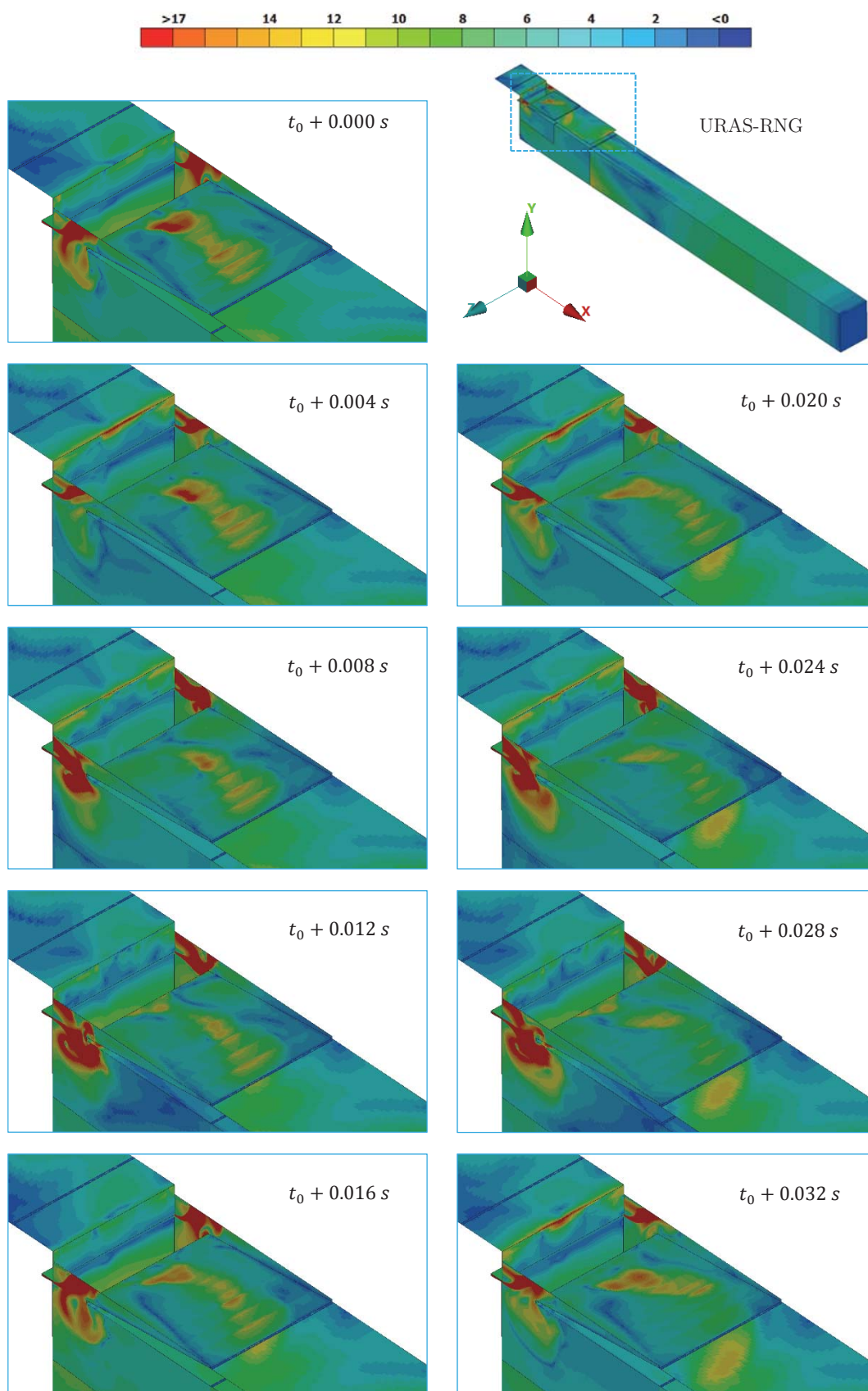
Tab. 2.1 Přehledová tabulka. Shrnuje skutečnosti uvedené v textech kapitoly 2.3.1. Zdroj [52] - upraveno	25
Tab. 5.1 Tabulka maximálních hodnot akustického tlaku (amplitud) po délce varhanní píšťaly pro mód 1 a mód 2 rezonátoru.	70
Tab. 5.2 Tabulka tónových frekvencí pro mód 1 a mód 2, které byly vypočtené ze signálu zaznamenaného v monitorovacích bodech.	73
Tab. 5.3 Úplný soubor dat z měření logaritmického dekrementu tlumení.	77
Tab. 5.4 Výsledky frekvenční analýzy varhanní píšťaly provedené v kódu MSC.NASTRAN.	84
Tab. 5.5 Tabulka nároků CFD simulací na strojový čas pro každou provedenou variantu.	89

11 Přílohy

11.1 Seznam příloh

- P1** Časový vývoj hodnoty y_+ v blízkosti povrchu stěn
- P2** Zjednodušený vstupní soubor kódu MSC.NASTRAN pro definici frekvenční analýzy varhanní píšťaly

P1 Časový vývoj hodnoty y^+ v blízkosti povrchu stěn



P2 Zjednodušený vstupní soubor kódu MSC.NASTRAN pro definici frekvenční analýzy varhanní píšťaly

```

INIT MASTER(S)
NASTRAN SYSTEM(319)=1
SOL 108
DIAG 8,12
TIME 100
CEND
  ECHO = NONE
  DLOAD = 20
  FREQ = 32
  SET 24 = 2511313
  DISPLACEMENT(SORT2,PRINT,PUNCH) = 24
  METHOD = 1
BEGIN BULK
$
$ NASTAVENI PARAMETRU RESENI
$. . . . .1. . . . .2. . . . .3. . . . .4. . . . .5. . . . .6. . . . .7. . . . .8. . . . .9. . . . .10
PARAM,POST,-1
PARAM,COUPMASS,1
PARAM,HFREQ,800.0
PARAM,OGEOM,NO
PARAM,AUTOSPC,YES
PARAM,GRDPNT,0
PARAM,NEWSEQ,-1
$. . . . .1. . . . .2. . . . .3. . . . .4. . . . .5. . . . .6. . . . .7. . . . .8. . . . .9. . . . .10
EIGRL          1          10          0          MASS
$
$ DEFINICE AKUSTICKEHO BUZENI
$. . . . .1. . . . .2. . . . .3. . . . .4. . . . .5. . . . .6. . . . .7. . . . .8. . . . .9. . . . .10
FREQ1, 32, 61.55, 0.01, 20
RLOAD1,20, 20, , ,20
DAREA, 20, 2121513, 1, 6.2963-2
TABLED1, 20
+      , 0.0, 0.25, 500.0, 0.25, ENDT
$
$ DEFINICE OKRAJOVYCH PODMINEK
$. . . . .1. . . . .2. . . . .3. . . . .4. . . . .5. . . . .6. . . . .7. . . . .8. . . . .9. . . . .10
SPC1      200  123456  1107
SPC1      200  123456  1507
SPC1      200  123456  2107
SPC1      200  123456  2507
SPC1      200  123456  3107
SPC1      200  123456  3507
SPC1      200  123456  4107
SPC1      200  123456  4507
$
$ DEFINICE VLASTNOSTI FLUIDNIHO MATERIALU
$. . . . .1. . . . .2. . . . .3. . . . .4. . . . .5. . . . .6. . . . .7. . . . .8. . . . .9. . . . .10
$          MID      BULK      RHO      C      GE
MAT10      100          1.204    343.    0.000
$
$ DEFINICE VLASTNOSTI FLUIDNICH PRVKU
$. . . . .1. . . . .2. . . . .3. . . . .4. . . . .5. . . . .6. . . . .7. . . . .8. . . . .9. . . . .10
$          PID      MID      CORDM      IN      STRESS      ISOP      FCTN
PSOLID      1      100          2          1      PFLUID
$
$ DEFINICE VLASTNOSTI ABSORBERU
$. . . . .1. . . . .2. . . . .3. . . . .4. . . . .5. . . . .6. . . . .7. . . . .8. . . . .9. . . . .10
PAABSF      19999    29999          444.792
TABLED1      29999          +      T
+      T      0.0 444.387    850.0 444.387      ENDT

```

\$

\$ DEFINICE VLASTNOSTI STRUKTURALNICH PRVKU

\$.....1.....2.....3.....4.....5.....6.....7.....8.....9.....10
PSHELL 4 4 .019 4 4 0.
PSHELL 5 5 .031 5 5 0.
PSHELL 6 6 .008 6 6 0.
PSHELL 7 7 .01 7 7 0.
PSHELL 8 8 .002 8 8 0.
PSHELL 9 9 .002 9 9 0.
PSHELL 10 10 .002 10 10 0.
PSHELL 11 11 .012 11 11 0.
PSHELL 12 12 .012 12 12 0.
PSHELL 14 14 .001 14 14 0.

\$

\$ DEFINICE VLASTNOSTI STRUKTURALNICH MATERIALU

\$.....1.....2.....3.....4.....5.....6.....7.....8.....9.....10
MAT1 4 1.59+10 .3 440. 0. 0. .000
MAT1 5 1.59+10 .3 440. 0. 0. .000
MAT1 6 1.59+10 .3 440. 0. 0. .000
MAT1 7 1.59+10 .3 440. 0. 0. .000
MAT1 8 2.1+118.077+10 .3 7800. 0. 0. .000
MAT1 9 2.1+118.077+10 .3 7800. 0. 0. .000
MAT1 10 2.1+118.077+10 .3 7800. 0. 0. .000
MAT1 11 1.59+10 .3 440. 0. 0. .000
MAT1 12 1.59+10 .3 440. 0. 0. .000
MAT1 14 1.59+10 .3 440. 0. 0. .000

\$

\$ PROPOJENI STRUKTURALNIHO A FLUIDNIHO MODELU

\$.....1.....2.....3.....4.....5.....6.....7.....8.....9.....10
ACMODL IDENT 1111 2222 0.0001

\$

\$acmodl ident ALL 1111 3333 .001

\$

\$.....1.....2.....3.....4.....5.....6.....7.....8.....9.....10
SET1 1111 2111111 2151511 2201515 2261114 2311311 2361511 2511515
2411515 2471114 2511514

\$

\$.....1.....2.....3.....4.....5.....6.....7.....8.....9.....10
SET1 2222 1111111 1151511 1201614 1261114 1311311 1361511 1511614
1411614 1471114 1511613

\$ -----

\$ DEFINICE GEOMETRIE STRUKTURALNI SITE PISTALY

\$ -----

\$

\$ STRUKTURALNI UZLY

\$.....1.....2.....3.....4.....5.....6.....7.....8.....9.....10
GRID 1121612 0 .029 .115 -.022 0
..
GRID 1521614 0 1.222 .115 .022 0

\$

\$ STRUKTURALNI PRVKY

\$.....1.....2.....3.....4.....5.....6.....7.....8.....9.....10
CQUAD4 7212 14 1131511 1121511 1121612 1131612
..
CQUAD4 7551 14 1511515 5552 1521614 1511614

\$ -----

\$ DEFINICE GEOMETRIE FLUIDNI SITE OKOLI PISTALY

\$ -----

\$

\$ FLUIDNI UZLY

\$.....1.....2.....3.....4.....5.....6.....7.....8.....9.....10
GRID 2111711 0 0. .227 -.044 -1
..
GRID 3120260 0 -.0295 2.027 -.044 -1

```

$
$ NEODRAZIVA OKRAJOVA PODMINKA PREDEPSANA NA KULOVY POVRCH FLUIDNICH PRVKU
$......1.....2.....3.....4.....5.....6.....7.....8.....9.....10
CAABSF    3000001    19999 3000091 3000083 3000099 3000095
..
CAABSF    3001492    19999 2123613 2123612 2113612 2113613
$
$ FLUIDNI PRVKY
$......1.....2.....3.....4.....5.....6.....7.....8.....9.....10
CHEXA     3100001          1 3100292 3100293 3101449 3101437 3100304 3100305+
+         3101461 3101450
..
CHEXA     2501414          1 2501414 2511414 2511514 2501514 2501415 2511415+
+         2511515 2501515
ENDDATA

```