



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

ÚSTAV MECHANIKY TĚLES, MECHATRONIKY A BIOMECHANIKY

INSTITUTE OF SOLID MECHANICS, MECHATRONICS AND BIOMECHANICS

POUŽITÍ FLUIDNĚ-STRUKTURNÍ INTERAKCE U KMITAJÍCÍCH LIDSKÝCH HLASIVEK

APPLICATION OF FLUID-STRUCTURE INTERACTION ON OSCILLATING HUMAN VOCAL FOLDS

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. PATRIK MEISNER

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. PETR HÁJEK

BRNO 2021

Abstrakt

Předložená diplomová práce spadá do oboru biomechaniky fonace. Jejím cílem je nastavit fluidně-strukturní interakci hlasivek s proudícím vzduchem pro fyziologické hodnoty tlaku vycházející z plic tak, aby bylo možné pozorovat samobuzené kmitání hlasivek s charakteristickým rysem převrácení čela hlasivky z konvergentního do divergentního tvaru. V teoretické části je zpracována anatomie vokálního traktu, fyziologie fonace a rešerše výpočtového modelování, experimentů a pozorovacích metod. V praktické části je rozebrán postup nastavení výpočtového modelování pomocí metody konečných prvků. Mimo interakci tekutiny a struktury je také popsáno zařazení akustického modelu. V části výsledků jsou postupně vyhodnocovány a porovnávány hodnoty posuvů pro strukturu a hodnoty tlaků, rychlostí, průtoku pro fluidní část, přidáno je také zhodnocení akustického modelu.

Klíčová slova

výpočtové modelování, biomechanika, hlasivky, fluidně-strukturní interakce, fonace, samobuzené kmitání

Abstract

The presented thesis is involved in the biomechanics of phonation. The aim of the thesis is to set a fluid-structure interaction between the vocal folds and air flow when the pressure from lungs reaches the physiological values. In the expected outcome the self-oscillating vocal folds should be observable with characteristics shape-shift from convergent to divergent. In theory part of the thesis is described Anatomy of the vocal tract, physiology of the human phonation, research of computational simulations, experiments and visualisation methods are described in the theory part of the thesis. In the second part, setup of computational simulation with the finite element method is presented. Besides of the fluid-structure interaction the acoustical model is set. Achieved results are presented and compared to the results in literature. Displacements are evaluated from the structural model and pressures, velocities and flow velocities are evaluated from fluid model, so as acoustics results.

Keywords

computational simulation, biomechanics, vocal fold, fluid-structure interaction, phonation, self-excited oscillation

Citace tištěné práce

MEISNER, Patrik. *Použití fluidně-strukturní interakce u kmitajících lidských hlasivek*. Brno, 2021. 65 s. Dostupné také z: <https://www.vutbr.cz/studenti/zav-prace/detail/132261>. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Ústav mechaniky těles, mechatroniky a biomechaniky. Vedoucí práce Petr Hájek.

Citace elektronického zdroje

MEISNER, Patrik. *Použití fluidně-strukturní interakce u kmitajících lidských hlasivek*. [online]. Brno, 2021 [cit. 2021-05-19]. 65 s. Dostupné z: <https://www.vutbr.cz/studenti/zav-prace/detail/132261>. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Ústav mechaniky těles, mechatroniky a biomechaniky. Vedoucí práce Petr Hájek.

Čestné prohlášení

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci vypracoval samostatně pod vedením Ing. Petra Hájka a s použitím uvedené literatury.

V Trutnově dne 19.05.2021

Patrik Meisner

Poděkování

Děkuji tímto Ing. Petru Hájkovi za odbornou spolupráci, cenné připomínky a rady při tvorbě této diplomové práce a přátelům a rodině za morální podporu.

Obsah

Úvod	15
1 Biomechanika fonace	17
1.1 Anatomie	17
1.1.1 Hrtan	17
1.1.2 Dolní cesty dýchací	20
1.1.3 Horní cesty dýchací	21
1.2 Fyziologie hlasivek	22
1.2.1 Fonace	22
1.2.2 Teorie zdroj-filtr	23
1.2.3 Myoelasto-aerodynamická teorie fonace	23
2 Rešerše	25
2.1 Výpočtové modelování	25
2.1.1 Modelování pomocí hmotových členů	25
2.1.2 Modely s využitím rovnic mechaniky kontinua	25
2.2 Experimenty a materiálové parametry	28
2.2.1 Základní popis částí hrtanu	28
2.2.2 Materiálové charakteristiky tkání hrtanu	28
2.2.3 Vyšetřování proudění vzduchu hrtanem	29
2.2.4 Tlak v dutině hrtanu	29
2.3 Pozorovací metody hlasivek	29
2.3.1 Laryngoskopické metody	30
2.3.2 Další metody	30
3 Praktická část	33
3.1 Výpočtový model	33
3.1.1 Model geometrie	33
3.1.2 Modely materiálu	35
3.1.3 Model okrajových podmínek	35
3.2 Výpočtový algoritmus	36
3.2.1 Diskretizace modelu	36
3.2.2 Metody řešení	37
3.3 Modální analýza	40
3.3.1 Strukturní část	40
3.3.2 Fluidní část	41
4 Vyhodnocení	43
4.1 Strukturní část	43
4.1.1 Průběh deformace v čase	43
4.1.2 Eliptické křivky	48
4.2 Fluidní část	49
4.2.1 Rychlost proudění	49
4.2.2 Průtok	54
4.2.3 Tlak	54
4.2.4 Akustika	57

4.3	Pozorování modulu System Coupling	59
4.4	Vyhodnocení jednoho kmitu v souvislostech	59
5	Závěr	61
	Literatura	63

Úvod

Komunikace je nedílnou součástí lidského života a má mnoho podob. Nejvýznamnější podobou, a to nejen na úrovni předávání informací, ale i emocí a postojů, je verbální, tedy ústní komunikace. Schopnost domluvit se pomocí řeči nás odlišuje od zvířat a má zásadní vliv na vývoj společnosti do podoby, jak ji známe dnes. Prostředkem verbální komunikace je lidský hlas, který má pro každého jedince charakteristické a nezaměnitelné vlastnosti. Při ztrátě hlasu člověk nepřichází jen o možnost dorozumívat se, ale přichází i o část své osobnosti.

Pro vznik hlasu, neboli fonaci, je nutnou podmínkou fyziologický stav hlasivek. Zvuk je vytvářen kmitáním hlasivek, které ovlivňují proudění vzduchu ve vokálním traktu. Kmitání hlasivek a tvar vokálního traktu jsou určující pro podobu hlásek nebo slov, které mají být vysloveny. Existuje mnoho patologických stavů hlasivek, které více či méně ovlivní tvorbu hlasu. Hlas může být ovlivněn změnami na hlasivkách, při poruše inervace hlasivek, při poškození mozku nebo i po psychickém traumatu.

V dnešní době je proces vzniku zvuku popisován myoelasto-aerodynamickou teorií fonace publikovanou Van den Bergem [1] v roce 1958. Hlasivky na základě svých elastických vlastností, které mohou být modifikovány aktivováním příslušného svalstva, jsou rozechvívány proudem vzduchu vycházejícím z plic, a vykazují samobuzené kmitání. Toto kmitání je nutnou podmínkou fonačního procesu a charakteristickým rysem je převrácení čela hlasivek z divergentního do konvergentního postavení. Při modelování tohoto problému popisujeme vzájemné ovlivňování tekutiny a struktury, mluvíme o fluidně-strukturní interakci.

Kmitáním hlasivek se zabývají vědci, především biomechanici, po celém světě od konce 2. poloviny 20. století. Problém samobuzeného kmitání je však natolik komplexní, že jej není možné věrohodně modelovat analytickými metodami z důvodu složitosti geometrie a struktur materiálu hlasivek, ale i z důvodu jejich zatížení proudícím vzduchem. Teprve rozvoj metody konečných prvků vnesl vhléd do problematiky interakce proudění vzduchu a kmitání hlasivek. I přesto, že metoda konečných prvků dosahuje relevantních výsledků, má stále nedostatky, např. v modelech kontaktů či předpětí hlasivek.

Složitou otázkou pro modelování samobuzeného kmitání pomocí fluidně-strukturní interakce jsou vstupní údaje a validace výsledků. Vstupní údaje nejsou jednoznačné. Například pro modely materiálu bývají nelineární, anizotropní a jsou závislé na testovaném prvku daného jedince, u kterého hraje roli věk, inervace nebo i životní styl. Hodnoty se pak pro stejný materiál mohou lišit v řádu stovek procent. Přímá validace výsledků pomocí experimentů *in vivo* není možná bez ovlivnění samotného procesu fonace, např. měření tlaku pod hlasivkami. Je nutné tedy výsledky kontrolovat na základě sledovatelných parametrů.

Tato práce se zabývá nastavením výpočtového modelu fluidně-strukturní interakce, kterému předchází popis základních částí vokálního traktu a fyziologie fonace. Zahrnuta je i rešerše dosavadního modelování samobuzeného kmitání hlasivek. Získané výsledky jsou porovnávány s hodnotami z experimentů a výpočtových modelů uvedených v literatuře.

1 Biomechanika fonace

1.1 Anatomie

Objektem této práce je interakce u kmitajících hlasivek. Abychom však porozuměli hlasivkám, je třeba se podívat nejen na samotnou strukturu hlasivek, ale i na prostředí a vazby mezi nimi.

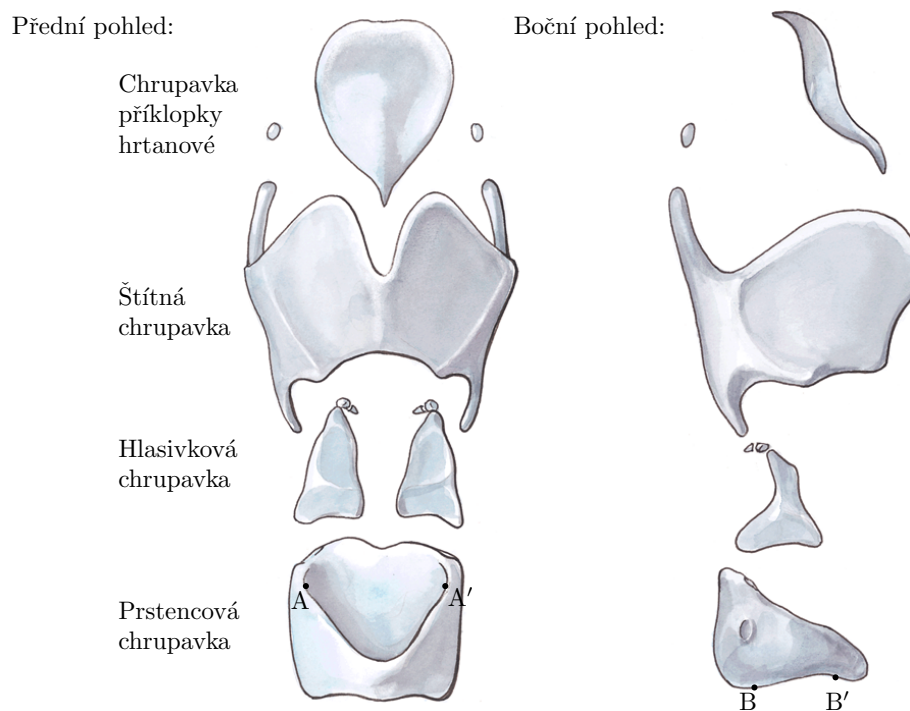
Hlasivky jsou součástí hrtanu, na který zespodu navazují průdušnice, průdušky a plíce. Shora je ohraničen hrtanovou příklopkou, která odděluje hrtan od hltanu. Na tu navazuje dutina ústní a ústa.

1.1.1 Hrtan

Hrtan je nepárový dutý orgán, který slouží k respiraci a fonaci [2]. Strukturu hrtanu můžeme rozdělit na tvrdou tkáň a měkkou tkáň. Tvrdou tkáň tvoří chrupavčitá kostra. Svalstvo, vazy a sliznice tvoří měkkou tkáň [3].

Chrupavky

Skelet hrtanu tvoří 10 chrupavek, podíváme se na 4 největší. Viz obr. 1.1.



Obr. 1.1. Chrupavky hrtanu převzato a upraveno z [4]

Prstencová chrupavka má tvar pečetního prstenu [2]. Spodní část prstencové chrupavky spojuje hrtan s průdušnicí [2]. Na jejím vrchu jsou kloubní plochy, do kterých sedají chrupavky hlasivkové [3]. Vnitřní rozměr mužské chrupavky mezi body AA' (obr. 1.1) je dle Titzeho $18,26 \pm 1,23$ mm [5]. Vnitřní rozměr mezi přední a zadní stěnou (naznačeno body BB') je $20,44 \pm 2,67$ mm [5].

Chrupavka hlasivková je párová ve tvaru trojbokého jehlanu [6]. Štítná chrupavka se skládá ze dvou symetricky uložených plotének. Jejich spojení je u mužů hmatatelné zřepředu krku a

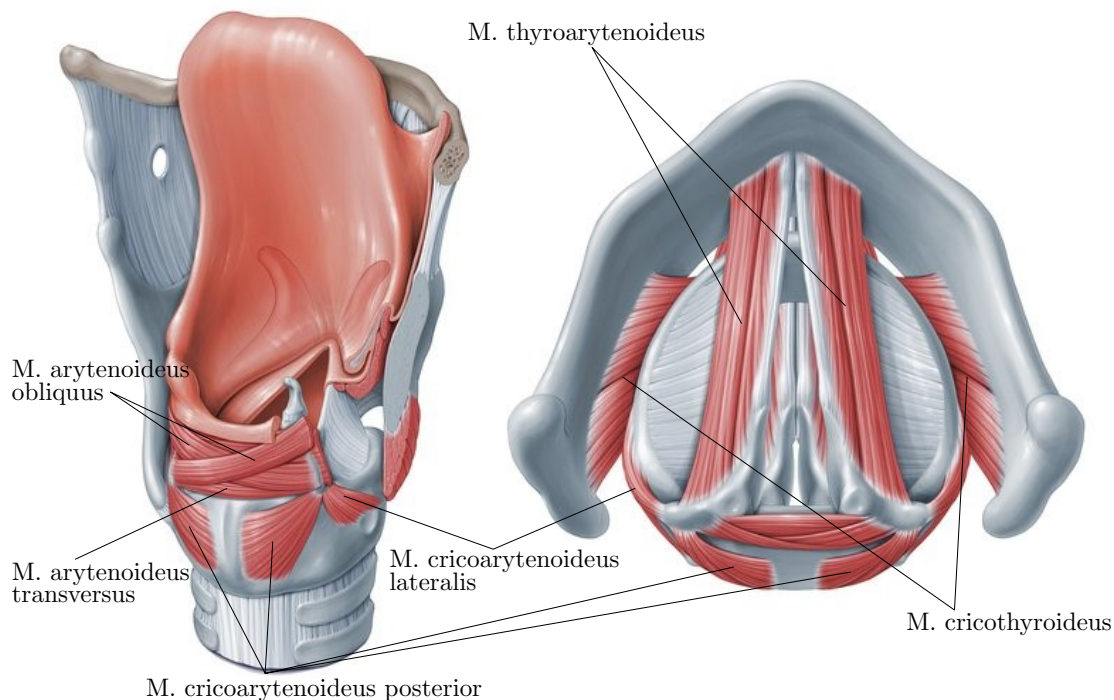
lidově se nazývá „ohryzek“ či „Adamovo jablko“ [2, 6]. Dorzální část destiček se dělí na dolní a horní roh chrupavky štítné. Dolní roh funguje jako kloubní spojení s chrupavkou prstencovou [3]. Na horní roh se upínají vazy spojené s jazylkou [3].

Chrupavka příklopky hrtanové je nepárová elastická chrupavka ve tvaru lžice [2]. Stopkou je připojena na zadní plochu chrupavky štítné [2]. Je podkladem pro hrtanovou příklopku, která má důležitou funkci uzavírání hrtanu při polykání [3].

Vazivo a svalstvo hrtanu

„Pohyblivé kloubní spojení chrupavek hrtanu je doplněno vazy a membránami tak, že vzniká uzavřený trubicovitý útvar.“ [2] Celkem se v hrtanu rozpoznává devět vazů či membrán. Nejdůležitějším z nich je hlasový vaz, který tvoří hlasivky. Jedná se o párový svazek elastických vláken, který je upnut ve střední části zadní plochy štítné chrupavky. Hlasové vazy se zde dotýkají. Směrem dozadu se poté rozbíhají a jsou upevněny na hlasivkové chrupavce [2].

Svalstvo hrtanu se dělí na vnější a vnitřní [6]. Vnitřní svalstvo propojuje chrupavky hrtanu, vnější spojuje hrtan s ostatními částmi těla, nejčastěji s hrudní kostí a jazylkou [6]. Vzhledem k probíranému tématu fonace nás budou dále zajímat pouze vnitřní svaly hrtanu.



Obr. 1.2. Svalstvo hrtanu převzato a upraveno z [7]

Musculus cricoarytenoideus lateralis je párový sval. Upíná se od horního okraje prstencové chrupavky směrem nahoru k chrupavce hlasivkové [3]. Při kontrakci rotuje hlasivkovou chrupavku tak, že ve výsledku jsou hlasivky k sobě přibližovány [3, 6].

Musculus cricoarytenoideus posterior vychází od zadní stěny prstencové chrupavky směrem nahoru a upíná se na chrupavku hlasivkovou [2, 6]. Při kontrakci rotuje hlasivkovou chrupavku tak, že ve výsledku jsou hlasivky od sebe oddalovány [3].

Musculus cricothyroideus se rozpíná od přední strany prstencové chrupavky vzhůru k dolnímu okraji štítné chrupavky [3]. Dělí se na dvě části. *Pars recta* se upíná na spodním okraji destičky

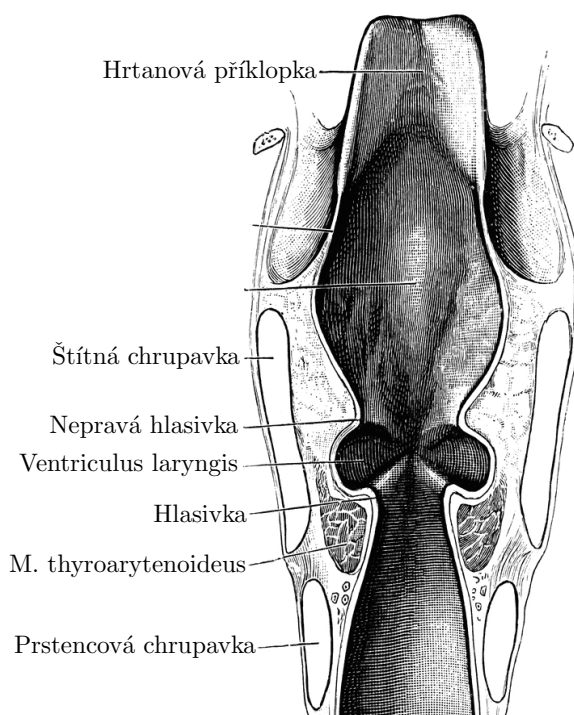
chrupavky štítné a jedná se o mediálně uložené snopce. *Pars obliqua* se upíná k dolnímu rohu chrupavky štítné a jedná se o laterálně uložené šikmé snopce [6, 8]. Tento sval kontroluje frekvenci hlasivek [3, 9]. Při kontrakci napíná a prodlužuje hlasivky [3].

Musculus arytenoideus spojuje hlasivkové chrupavky na zadní straně [2]. Dělí se na dvě části. *Musculus arytenoideus transversus* je hlubší nepárový sval, probíhá mezi oběma částmi chrupavky [8]. *Musculus arytenoideus obliquus* je párový sval složený z povrchově uložených snopců [3]. Při kontrakci přitahují hlasivkovou chrupavku k sobě, a tak uzavírají šterbinu [3].

Musculus thyroarytenoideus, neboli sval hlasivkový, je párový sval. Začíná na vnitřní ploše ploténky chrupavky štítné a vede na chrupavku hlasivkovou [3]. Rozpíná se po vnější straně hlasivkového vazy a je součástí hlasivek [2]. Při aktivaci mění tloušťku hlasivkových řas a spolupůsobí při svírání hlasivkových vazů [3, 8].

Dutina hrtanu

Dutina je vystlána sliznicí hrtanu. Hrtanová předsň, která navazuje na hltanovou dutinu, je oddělená nepárovou chrupavkou příklopky hrtanové (*epiglottis*). Hlavním skeletem této části je chrupavka štítná [3]. Supraglotální prostor se postupně nálevkovitě zužuje až k nepravým hlasivkám (*ligament vestibulare*) [2]. Nepravé hlasivky jsou nepohyblivé slizniční řasy, na které navazuje *ventriculus laryngis* [2]. Jedná se o rozšíření, které může přecházet do výchlípký (*sacculus laryngis*), která je u dospělého člověka pouze naznačená [2]. Ze spodu je supraglotální část ohraničena hlasivkovými řasami.



Obr. 1.3. Dutina hrtanu převzato a upraveno z [10]

Hlasivky jsou párový orgán, který zužuje prostor hrtanu, a tak vytváří sagitální šterbinu. Jedná se o slizniční řasy (*plcae vocales*), které leží na hlasivkovém vazy a thyroarytenoidním svalu [2]. Skelet v této části hrtanu tvoří chrupavka hlasivková [2]. Napnutí a přiblížení hlasivek je ovládáno svaly hrtanu a při stažení vzniká hlasivková šterbina (*rima glottidis*).

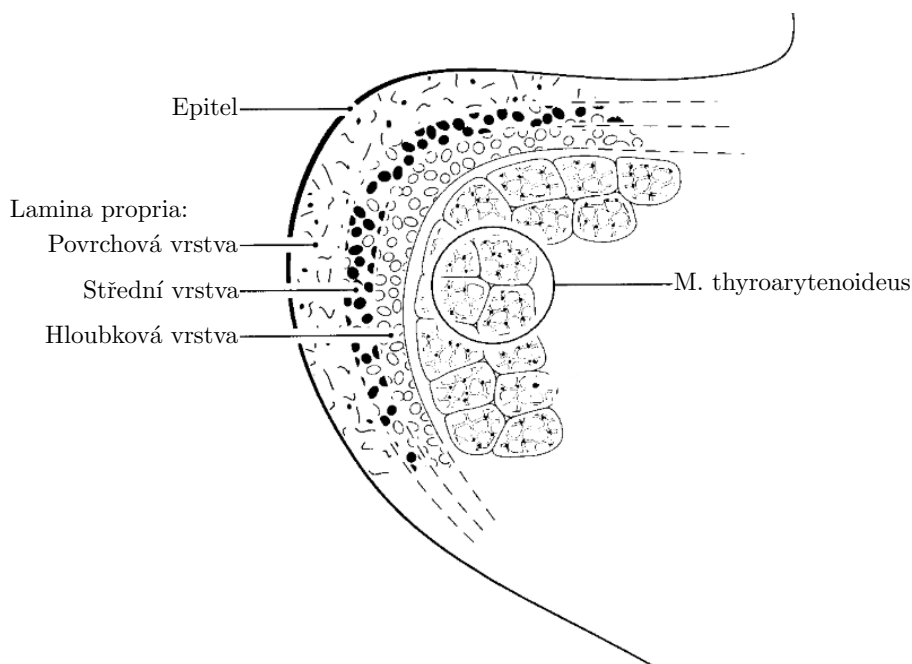
Prostor pod hlasivkami má opět tvar nálevky, avšak od hlasivkové štěrbiny se postupně rozšiřuje až na vnitřní rozměr prstencové chrupavky. Prstencová chrupavka tvoří skelet v této části a je kloubně spojena se štítnou chrupavkou. Hrtan končí prstencovou chrupavkou [2]. Na její spodní části začíná průdušnice [2].

Hlasivky

Na obr. 1.4 vidíme rozdělení tkání do vrstev. Povrch hlasivek je tvořen vrstevnatým dlaždicovým epitelem o tloušťce 0,05–0,1 mm [6]. „Epitel obklopuje měkkou tkáň podobnou svými vlastnostmi tekutině a bývá připodobňován ke gumovému balónku naplněnému vodou.“ [3]

Pod epitelem se nachází vrstevnatý systém, který se nazývá *lamina propria*. Standardně se dělí na tři vrstvy (povrchová, střední, hloubková) a celková tloušťka může být 1,5–2,5 mm [6]. V roce 2006 provedl Titze měření pro jednotlivé vrstvy a uvádí hodnoty: povrchová vrstva $0,43 \pm 0,05$ mm, střední vrstva 0,33 mm a hloubková vrstva 0,34 mm [5].

Další části hlasivky jsou zmíněny dříve v této kapitole. Jedná se o hlasivkový vaz a thyroarytenoidní sval, který je objemově největší částí hlasivky a je silný mezi 7 a 8 mm [6].



Obr. 1.4. Tkáně hlasivek převzato a upraveno z [6]

1.1.2 Dolní cesty dýchací

Do dolních cest dýchacích kromě výše uvedeného hrtanu řadíme ještě průdušnici, průdušky a plíce.

Průdušnice

Jedná se o trubici, která je napojena vazem na hrtan v oblasti prstencové chrupavky [2]. Skelet trubice tvoří 15–20 chrupavek prstencového tvaru, které jsou spojené vazivovou membránou [8]. Celková délka průdušnice je mezi 10 až 12 cm s vnitřní průměrem v intervalu 15–25 mm u mužů a 10–21 mm u žen [11]. Dle Titzeho [5] jsou mediálně laterální vnitřní rozměry první prstencové

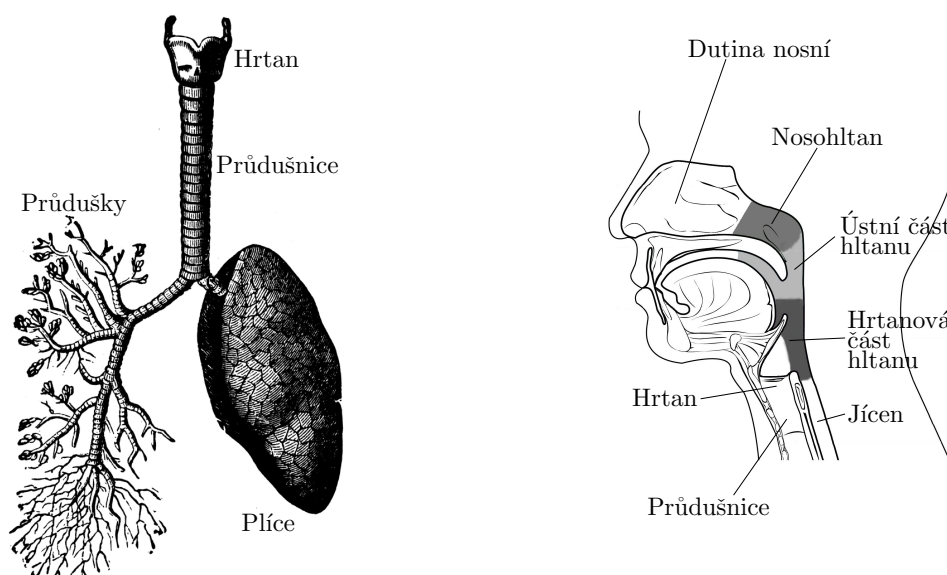
chrupavky $21,55 \pm 2,80$ mm, resp. $16,52 \pm 0,68$ mm [5]. Vnitřní rozměr téže chrupavky od přední stěny k zadní části membráně průdušnice je potom uváděn $17,63 \pm 3,07$ mm, resp. $14,54 \pm 0,69$ mm [5]. Průdušnice končí bifurkací, ze které se dále větví průdušky [2].

Průdušky

Průdušky jsou systémem rozvětvených trubic navazujících na průdušnici a končících v příslušných oddělech plic [2]. Stavba je podobná jako u průdušnice. Počet chrupavek na pravé hlavní průdušnici je 6–8, na levé 9–12 [2]. Každá průduška se dělí na deset segmentových bronchů, které vedou do plic [2].

Plíce

Jedná se o párový orgán, ve kterém při dýchání dochází k výměně plynů mezi vzduchem a krví [2]. Plíce má tvar kužele s tupým vrcholem. Obě plíce jsou rozdělené na laloky. Pravá plíce má tři laloky, levá dva. Dále se plíce dělí na segmenty, do kterých přichází bronchy [2].



a) Dolní cesty dýchací převzato a upraveno z [12]

b) Horní cesty dýchací převzato a upraveno z [13]

Obr. 1.5. Části respirační soustavy

1.1.3 Horní cesty dýchací

Do horních cest dýchacích je zahrnuta dutina nosní a části hltanu. Tato část dýchacího systému vzniká během vývoje plodu společně s ústrojím trávicím. Dutina nosní od dutiny ústní je později oddělena vznikem měkkého a tvrdého patra [2].

Dutina nosní

Začíná nosními dírkami, které jsou od sebe odděleny nosní přepážkou [2]. Dutina nosní se dále dělí na předšní dutiny nosní, vlastní dutinu nosní a *limen nasi*, což je oblouková hrana rozdělující předšní a vlastní dutinu [2]. Povrch stejně jako v hrtanu je pokryt vrstevnatým dlaždicovým epitelem [2].

Hltan

Navazuje na dutinu nosní, ze které vedou dva průchody do části s názvem nosohltn [2]. Na nosohltn navazuje ústní část hltanu, kde dochází ke křížení dýchacích a trávících cest [14]. Poslední částí je hrtanová část hltanu. Ta shora navazuje na ústní část hltanu a ve spodní části přechází do jícnu [14]. Na přední stěně ústní části hltanu se nachází okraj příklopky hrtanové, pod kterou je vchod do hrtanu [2].

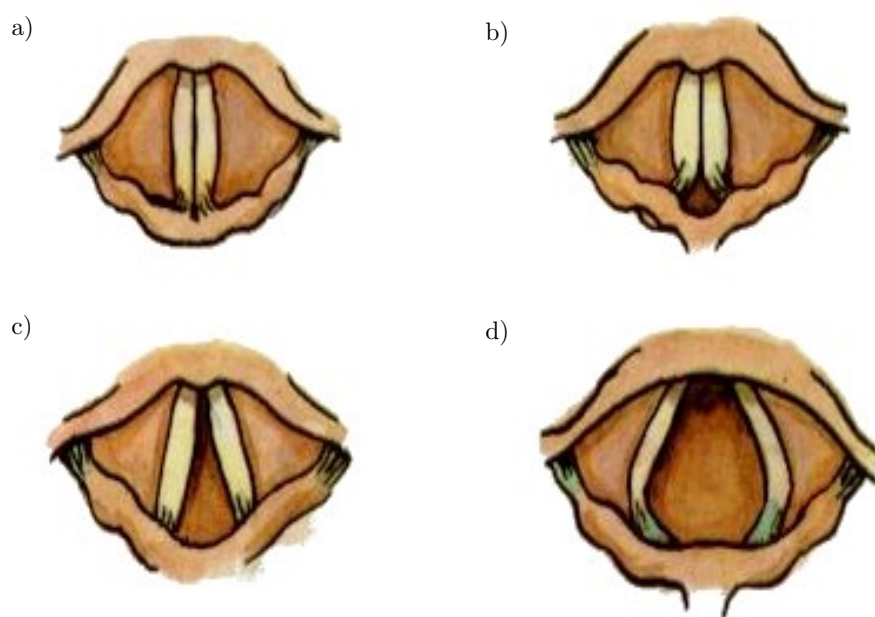
1.2 Fyziologie hlasivek

1.2.1 Fonace

Hrtan, jak už jsme dříve uvedli, má funkci dýchací a fonační, ale podílí se i na dalších procesech jako je vykašlávání či polykání [2]. Při dýchací a fonační funkci zaujímají hlasivky různá postavení.

Fonační pozice

V poloze při dýchání je hlasivková štěrbina otevřená v závislosti na intenzitě dýchání. Na obr. 1.6 b) lze vidět postavení hlasivek při klidovém dýchání a šepotu [2]. Při středně intenzivním dýchání se štěrbina otevírá do rovnoramenného trojúhelníku (obr. 1.6 c)) [2]. Při intenzivním dýchání je pak štěrbina otevřena doširoka (obr. 1.6 d)) [2].



Obr. 1.6. Postavení hlasivek převzato a upraveno z [2]

Při fonaci se hlasivkové vazy napnou a vzájemně dotknou (obr. 1.6 a)). Proces postavení hlasivkových vazů do fonační pozice se dá rozdělit do tří kroků. Nejprve se hlasivky protáhnou a napnou působením *m. cricothyroideus*, a to tak, že jsou k sobě přiblíženy chrupavky štítná a prstencová [9]. Při kontrakci *m. cricoarytenoideus lateralis* dochází ke stažení zadní části hlasivek

přiblížením hlasivkových chrupavek k sobě [9]. Aby došlo k dovršení hlasivkové štěrbinu, je třeba aktivovat *m. arytaenoidei* [9].

Vznik hlasu

Hlas je tvořen v dýchací soustavě, do které patří plíce, průdušky, průdušnice, hrtan, hltan, dutiny ústní a nosní. Plíce mění svůj objem. Bud nasávají vzduch, nebo jej vytlačují [3]. Při výdechu proudí vzduch z plic a prochází hrtanem. Pokud jsou v hrtanu hlasivky ve fonačním postavení, proud vzduchu je rozechvívá a vzniká hlas [3]. Proud vzduchu tlačí na spodní část hlasivek. Ty však kladou vzhledem k uložení odpor a kmitají, přičemž periodicky otevírají a zavírají sagitální štěrbinu. Tím vznikají periodické změny vzdušného tlaku, čímž je vytvořen akustický signál [3, 9]. Frekvence kmitání hlasivek se dle [3] u mužů pohybuje v rozmezí 70–500 Hz, u žen 140–1000 Hz.

1.2.2 Teorie zdroj-filtr

Teorie zdroj-filtr popisuje dva lineárně nezávislé stupně tvoření samohlásek [3, 15]. Během prvního stupně (zdroj) se proud vzduchu z plic přemění kmitáním hlasivek na prvotní akustický signál [3]. To odpovídá zdroji, přesněji zdroji harmonického spektra [3]. Druhý stupeň (filtr) se odehrává v horních cestách dýchacích a ústech. Dle tvaru horních cest a úst dochází k filtrování prvotního akustického signálu a vzniká výsledný akustický signál [3]. Filtrem jsou tedy zeslabovány nebo zesilovány harmonické frekvence ze zdroje tak, že výsledkem je frekvenční spektrum samohlásky [3]. Zesílené frekvence v tomto spektru se nazývají formanty [3].

V dnešní době je tato teorie nejjednodušším popisem vzniku samohlásek. Ukazuje se však, že předpoklad nezávislosti mezi dvěma stupni tvoření zvuku (zdroje a filtru) není zcela správně.

1.2.3 Myoelasto-aerodynamická teorie fonace

Tato teorie fonace [5] předkládá komplexní přístup pro tvorbu samobuzeného kmitání hlasivek. Charakteristiky kmitání hlasivek především závisí na jejich pružnosti (elasticitě) [16]. Elasticita, a tím i charakteristiky kmitání hlasivek, může být ovlivněna být ovlivněny hrtanovým svalstvem [16]. Energie způsobující vibrace je dodávána ve formě proudícího vzduchu z plic [16]. Důležitou podmínkou pro vznik samobuzeného kmitání je převrácení hlasivek z divergentního do konvergentního tvaru.

Titze [5] ve své práci o myoelasto-aerodynamické teorii fonace rozebírá funkci svalů a postavení hlasivek. Postavení hlasivek dělí na dva kroky, a to „vocal fold posturing“ (polohování hlasivek) a „vocal fold vibration“ (vibrace hlasivek). Během polohování se hlasivky z klidového stavu působením svalů přesunou do fonačního postavení. O tom Titze pojednává jako o značné deformaci, vycházející ze změn okrajových podmínek. Nebo také jako o působením vnitřních sil, které přibližují hlasivky k sobě a prodlužují je. V druhém kroku, kdy jsou hlasivky už ve fonačním postavení, pojednává o řádově menších deformacích, kdy hlasivky kmitají.

Titze [5] dále rozebírá elastické vlastnosti hlasivek. Neopomíná zmínit obtížnost získání jakýchkoliv dat a předkládá téma o změně vlastností vlivem aktivování svalů, přičemž skutečné síly a změny délek jsou opět obtížně obdržitelné.

Měření tlaku v subglotální a supraglotální části během fonace přineslo zajímavá zjištění. Bylo změřeno, že nejvyššího tlaku v subglotální části není dosaženo při otevírání hlasivkové štěrbinu, ale spíše při jejím zavírání [16]. Otevírání hlasivkové štěrbinu je pak iniciováno za podstatně nižších hodnot subglotického tlaku, než při zavírání [16]. Švec [16] pak poukazuje, že sice vliv

rozdílu subglotálního a supraglotálního tlaku není nezanedbatelný, ale rozhodně není nejdůležitější pro uzavírání a otevírání hlasivkové štěrbiny. Jako hlavní element představuje tlak mezi hlasivkami (intraglotální tlak) [16]. V případě že intraglotální tlak nabývá vyšší hodnoty, tak se hlasivková štěrbina rozevívá, při nižších hodnotách se naopak uzavívá [16].

2 Rešerše

V této části se podíváme nejprve na existující výpočetní modely. V druhé části se zaměříme na pozorování, měření a experimenty spojené s procesy na hlasivkách a jejich funkcemi a vlastnostmi.

2.1 Výpočtové modelování

Výpočtové modelování problému fonace se prvně objevuje až v 2. polovině 20. století. S rozvojem výpočetní techniky prošlo modelování řadou proměn.

2.1.1 Modelování pomocí hmotových členů

V roce 1968 byl publikován článek J. Flanagana a L. Landgrafové [17], ve kterém se zabývali matematickým popisem samobuzeného zdroje. Použili k tomu jednohmotový model s jedním stupněm volnosti, kde pohyb hlasivky byl v horizontálním směru. Také předpokládali symetrický pohyb obou hlasivek. Ačkoliv syntéza zvuku nebo některé vlastnosti proudění mezi hlasivkami byly uspokojivé, fyziologický popis nebyl dostatečný [18], a proto Ishizaka spolu s Flanaganem [18] navázali dvouhmotovým modelem. Opět byla předpokládána symetrie a hmoty znázorňovaly horní, respektive dolní část hlasivky, spojené lineární pružinou. Pohyb hmot byl opět umožněn jen v horizontální směru. Interval kmitání akustickým buzením se pro tento model mnohem více blížil hodnotám kmitání lidských hlasivek [18]. Na tento model bylo navázáno asymetrickým dvouhmotovým modelem pro zkoumání různých patologických stavů [19].

Následovaly modely tříhmotové [20, 21], na kterých byla snaha popsat svalovou aktivitu. Po tříhmotovém modelu byly představeny i vícehmotové modely, jedním z nich byl šestnácti-hmotový model. Jednu hlasivku představovaly dvě řady po čtyřech hmotách [5]. Už zde bylo umožněno pozorovat pohyb nejen v horizontálním směru, ale i ve vertikálním. To umožnilo sledovat vlny v podélném směru hlasivky [22]. Všeobecná rovnice pro n -hmotový model byla popsána Titzem jako $L \times M \times N$, kde L jsou hmoty v mediolaterálním směru, M ve směru anterior-posterior a N ve směru inferior-superior [5].

S příchodem vícehmotových modelů byla snaha namodelovat fenomén nazvaný slizniční vlna [22]. Slizniční vlna je kmitání s malou amplitudou, která postupuje po povrchu hlasivky ve směru proudění vzduchu [22].

S předpokladem kvazistabilního a nestlačitelného proudění byla u výše uvedených modelů nejčastěji aplikována Bernoulliho rovnice [22].

2.1.2 Modely s využitím rovnic mechaniky kontinua

Se zvýšením výpočetních sil počítačů se nabízí použití numerického řešení parciálně diferenciálních rovnic, které popisují daný jev. Jedná se o rovnice proudění, mechaniky, akustiky a rovnic jejich vzájemných interakcí [22]. Podíváme se na vývoj v modelování samobuzených kmitajících hlasivek, shrneme obtíže a poznatky, abychom získali dostatečný náhled na problematiku modelování samobuzených hlasivek.

Mezi první pokusy použití metody konečných prvků patří 2D model se silovým zatížením na základě Bernoulliho rovnice [23]. Jiný 2D model vytvořil Thomson [24], na kterém modeloval zatížení prouděním. Ukázal na něm samobuzené kmitání hlasivek. Také potvrdil periodické opakování divergentního a konvergentního postavení hlasivek [24]. Alipour i Thomson použili modely se symetrií.

Samobuzené kmitání hlasivek bylo potvrzeno i na 3D fluidně-strukturních modelech [22, 25, 26]. Rosa a kol. [25] použili třívrstvý model s transversálně izotropním materiálem. Proudění modelovali laminárně nestlačitelnými Navier-Stokesovými rovnicemi. Ukázali, že při divergentním postavení klesá tlak mezi hlasivkami do záporných hodnot. Vypočítali také hodnoty průtoku, které se pohybovaly v intervalu 100 až 400 ml · s⁻¹ závisující na hodnotách v tlaku v subglotálním prostoru. Zahrnuli také posuvy některých uzlů na čele hlasivky, přičemž nejpatrnější posuvy mají uzly v horizontálním směru s rozkmitem 0,6–0,8 mm. Patrné je však i kmitání ve vertikální směru, které má rozkmit 0,1–0,6 mm.

Tao a kol. [26] studovali rozložení tlaku v hrtanu během samobuzeného kmitání nebo amplitudu vibrací v závislosti na tlaku přicházejícího z plic. Podobně jako Rosa a kol. [25] zaznamenal Tao [26] záporné hodnoty tlaku mezi čely hlasivek. Při hodnotách tlaku z plic 1 kPa jsou maximální hodnoty rozkmitu u uzlů na čele hlasivky kolem 1 mm [26].

Někteří autoři připisovali ohýbání proudu nad hlasivkami Coandovu jevu [22]. Coandův efekt, zapsán jako patent [27] v roce 1936 Henry Coandou. Efekt vzniká, když při stacionárním proudění do volného prostoru vložíme do blízkosti ústí proudu plochu, ke které má proudění tendenci přilehnout. Tento jev bývá často spojován i s prouděním v supraglotální části vlivem asymetrií na hlasivkách [22]. Později se ale ukázalo, že ohýbání je spíše způsobeno obtékáním vzdušných vírů nad hlasivkami, protože Coandův jev se objevuje při obtékání statických povrchů, což se nedá říct o kmitajících hlasivkách [28].

Vrstevnatá struktura hlasivek

Prostor k rozvoji také dostal model geometrie hlasivek s modely materiálů. Jedním z prvních modelů byl dvouvrstvý model tzv. body-cover [20]. Následovaly ale i složitější. Xue a další [29] představili třívrstvý model hlasivek, ve kterém je zahrnut model materiálu svalu, vazy a obalu. Byly představeny i čtyřvrstvé modely skládající se z epitelu, povrchové vrstvy lamina propria, vazy a svalu [30, 31]. Pětivrstvý model geometrie již byl popsán v kapitole 1.1.1.

Zahrnutí nepravých hlasivek

Zhang a další [32] přišli s 2D fluidně-strukturní analýzou modelu zahrnující i nepravé hlasivky. Dokázali, že nepravé hlasivky snižují odpor proudění. Pozdější studie však odhalily, že 3D model už nevykazuje tak výrazné snížení odporu proudění [33]. Experimenty předcházející tuto studii však naznačily, že snížení odporu proudění může záviset na poměru velikosti mezery u pravých a nepravých hlasivek [34]. A proto Xue a další [33] porovnávali výsledky z fluidně-strukturní analýzy modelů obsahující resp. neobsahující falešné hlasivky. Zjistili dobrou shodu s 2D modelem v potlačení vychýlení proudu [33]. Avšak díky tomu, že pulzující proud vycházející ze štěrbin pravých hlasivek je ve 3D modelu stabilnější a přímější, není vliv nepravých hlasivek tak významný na snížení odporu proudění [33]. Přítomnost nepravých hlasivek navíc zvedla ztráty vlivem tření [33].

Alipour a Scherer [35] studovali chování proudění a tlaku při různém postavení hlasivek během fonace. Do modelu geometrie zahrnuli i nepravé hlasivky. Rychlost proudění na střednici měla tendenci růst při konvergentním postavení, při divergentním naopak klesat [35].

Modelování proudění

Modelovat nestlačitelné proudění je možné pomocí Bernoulliho rovnice vycházející ze zákona zachování energie nebo Navier-Stokesovy rovnice. Rozdíl, jak popisuje de Vries [36], se projevuje v rozdílných základních frekvencích kmitání hlasivek. Model s Navier-Stokesovými rovnicemi má

nižší hodnoty frekvence kmitání. Dle de Vriese [36] to může být způsobeno setrvačnými účinky zahrnutými v Navier-Stokesovy rovnici.

Krom rovnic nestlačitelného proudění lze aplikovat i Navier-Stokesovy rovnice stlačitelného proudění. To vnáší do řešení proměnnou hustotu média a řešení je složitější obdržet. Versteeg a Malalasekera [37] uvádějí, že pro rychlost proudění nižší než 0,3 Ma jsou rozdíly mezi stlačitelnými a nestlačitelnými rovnicemi nepatrné. Se zvyšující se rychlostí pak nestlačitelné proudění nedává přesné výsledky v důsledku vlivu setrvačných sil [37]. Výhodou stlačitelného proudění je, že obsahují i výsledky akustiky. Avšak není vhodné použít při hodnotách rychlosti proudění menší než 0,1 Ma, protože dochází k velmi malým změnám hustoty tekutiny [37].

Akustika

Při použití nestlačitelných rovnic proudění je nutné použít nějaký z existujících akustických modelů. Dostupné metody jsou např. Lighthillova analogie, metoda Ffowcs Williams-Hawkins (FW-H), Curleho analogie a APE (acoustics perturbation equations) metody [22, 31].

Lighthill přeformuloval stlačitelné Navier-Stokesovy rovnice na nehomogenní vlnovou rovnici [38]. Tento přístup předpokládá, že zdroj zvuku je obklopen velkým objemem tekutiny a spočítaný tlak odpovídá superpozici akustického a hydromechanického tlaku uvnitř regionu [38]. Šidlof a kol. [38] při použití této akustické metody zjistili, že hodnoty SPL (sound pressure level) jsou v místě zdroje nadhodnoceny. FW-H metoda vychází z Lighthillovy analogie a je vhodná pro generování zvuku monopóly, dipólu a kvadrupóly [39]. Má také dobrou shodu s Navier-Stokesovými rovnicemi pro stlačitelné proudění [22]

Pro získání akustických výsledků je tedy vhodné buď použít přímou metodu tedy rovnice stlačitelného proudění. Nebo zvolit nepřímou metodu a nestlačitelnou rovnici proudění doplnit vhodným akustickým modelem.

Modelování kontaktu

Velkým problémem a výzvou v modelování samobuzeného kmitání je dotyk hlasivek během fonace [22]. Jedním z prvních modelů zahrnující kontakt, byl model s jednou hlasivkou, která se dotýkala stěny v rovině symetrie [23]. Pokud uzel hlasivky dosáhl roviny symetrie, ztratil jeden stupeň volnosti [23]. Horáček a další [40] zahrnuli do svého modelu Hertzovu formulaci kontaktu. Předmětem jejich studie bylo především napětí v kontaktu. Následovaly první modely fluidně-strukturální analýzy s kontaktem. Při detekci kontaktu byla vypočtena síla tak, aby nedošlo k vzájemné penetraci. Tuto metodu použili Rosa a kol. [25]. Tao a další [26] použili na strukturální model metodu kontaktu Augmented Lagrangian. Jedná se o metodu, při které je iterativně měněna tuhost u předepsaných kontaktních dvojic, tak aby došlo k předdefinované penetraci. V momentě, kdy se k sobě hlasivky přibližují, fluidní prvky mezi nimi jsou deformovány. Avšak v případě zavedení modelu kontaktu, musí mít fluidní část modelu neustále prvky s nenulovým objemem resp. nenulovou plochou [26]. Aby toto bylo splněno byla vynucená minimální šířka mezery mezi hlasivkami [26].

Periodické přerušování proudění způsobené dotykem hlasivek bylo také modelováno Sváčkem a Horáčkem [41]. Při dosažení minimální šířky během zavírání hlasivek nastavili část fluidního prostředí jako fiktivní porézní materiál, který přerušil proudění vzduchu [41].

2.2 Experimenty a materiálové parametry

2.2.1 Základní popis částí hrtanu

Přirozenou cestou pro popis částí hrtanu a pochopení principů procesů fonace je práce se skutečným preparátem. Titze [5] se snaží ve své studii popsat práci s preparáty. Jako kritéria pro volbu preparátů je uveden patologický stav, nabízí též možnost využití psiho preparátu, dále popisuje čas vyjmutí preparátu a jeho uchovávání. Zaměřuje se také na rozměry částí hrtanu, kdy využívá anatomických orientačních bodů.

Součástí jeho práce [5] je i simulace proudění vzduchu hrtanem s hlasivkami ve fonačním postavení. Mimo uchycení preparátu řeší i dosažení fonačního postavení pomocí stehů a také bezpečnost práce s živočišnými tkáněmi. Výstupem tohoto experimentu je pak závislost subglotického tlaku na průtoku, amplituda vibrací a základní frekvence kmitání (ne všechny výsledky jsou pro lidské preparáty).

Podrobné zpracování anatomie a fyziologie hrtanu nalezneme i ve filmu s názvem Voice Production: The Vibrating Larynx [9]. Názorně je zde zobrazen např. průběh změny z klidového do fonačního postavení hlasivek, kmitání hlasivek, nahrávka zvuku produkovaného hlasivkami a i již zmíněná laryngostroboskopie.

2.2.2 Materiálové charakteristiky tkání hrtanu

Experimenty

Titze [5] uvádí řadu možností jak získat materiálové charakteristiky. Jednou z možností je tzv. *in vitro* testování vzorků svalu. Vzorek je testován ve skleněné nádobě s elektrolytem o teplotě lidského těla. Síla a natahování je kontrolována duální servo soustavou. Před měřením je určena počáteční délka a vypočtena plocha průřezu jako podíl objemu a počáteční délky.

V jiném experimentu [5, 42] je měřen smykový modul pružnosti a viskozita pomocí rheometru. Přibližně válcový vzorek tkáně, s řádově menší výškou oproti průměru, je vložen mezi dva kulaté pláty. Jeden je pevně fixován, druhý má možnost rotovat v daných frekvencích a amplitudách. Z odporu proti rotaci při daném momentu, velikosti a vychýlení na pohyblivý plát je určen smykový modul pružnosti.

Titze [5] navazuje deformačně-napěťovou charakteristiku získanou jednoosým tahem cyklicky zatěžované měkké tkáně. Protože se jedná o cyklický proces a napěťově deformační křivka při odlehčování nejde po stejné trajektorii, je možné pozorovat i viskózní komponentu [5]. Pozdější jednoosé a dvouosé zkoušky hlasivek ukázaly, že materiál hlasivek se chová téměř izotropně, pokud nedochází k longitudinálnímu předpětí hlasivek [43].

Elastické modely materiálu

Nejjednodušším modelem materiálu je izotropní elastický homogenní model materiálu, který lze popsat dvěma parametry. Prvním z nich je modul pružnosti, druhý potom Poissonův poměr. Hodnoty Poissonova poměru se pro různé uvažované vrstvy pohybují v rozsahu 0,40 a 0,49 [24, 44, 45], což značí téměř nestlačitelný materiál. Modul pružnosti se zpravidla pohybuje v jednotkách až desítkách kPa. U epitelu jsou udávány i hodnoty řádově ve stovkách kPa [46].

Velmi rozšířené modely materiálu hlasivek jsou také transversálně izotropní. Pro použití tohoto modelu je potřeba pět parametrů. Hodnoty v následujících člancích jsou použity u experimentálních dat, či dat použitých při modelování [22, 23, 26, 29, 35, 43, 47]. Longitudinální tuhost pro různé části vrstev materiálu se pohybuje zpravidla v desítkách až stovkách kPa.

Transverzální tuhost se pak pohybuje v jednotkách kPa. Poissonův poměr pro oba směry materiálu leží v intervalu nula až jedna, přičemž převažuje hodnota kolem 0,4 pro longitudinální směr a 0,9 pro transverzální. Smykový modul pružnosti má uváděnou hodnotu v desítkách kPa.

Modely tlumení

Experiment na měření poměrného útlumu s následným ověřením provedli Tanabe, Isshiki a Sawada [48]. Získali logaritmický dekrement útlumu, který přepočítali na poměrný útlum. Určili, že interval hodnot poměrného útlumu může být 0,2 až 0,4 v závislosti na frekvenci kmitání. Hodnoty poměrného útlumu potom značí, že hlasivky jsou tlumeny podkriticky.

2.2.3 Vyšetřování proudění vzduchu hrtanem

Alipour a kol. [49] provedli měření rychlosti a průtoku na vyříznutém psím hrtanu. Získané hodnoty [49] pro rychlost $40 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ a průměrný průtok $470 \text{ ml} \cdot \text{s}^{-1}$ pak potvrdil na svém dvouhmotovém modelu de Vries [36].

V roce 2010 proběhl na Ústavu termomechaniky AVČR experiment [50] s modelem průdušnice, samobuzenými hlasivkami a vokálními trakty pro různé samohlásky. Předmětem bylo vizualizovat proudění vzduchu při fyziologických hodnotách subglotického tlaku, průtoku a vibrací hlasivek. $Q=200\text{--}600 \text{ ml} \cdot \text{s}^{-1}$, $p_{sub}=0,9\text{--}2,1 \text{ kPa}$, $f=140\text{--}192 \text{ Hz}$. Bylo využito měření metodou PIV (particle image velocimetry), záznamu z vysokorychlostní kamery a z mikrofonů. Aby bylo proudění lépe pozorovatelné, byl spolu se vzduchem vháněn cigaretový kouř. Model průdušnice a vokálního traktu byl vyroben z plexiskla. Hlasivky byly vyrobené z latexu s polyuretanovou vrstvou.

Autoři [50] zhodnotili, že stopy proudnic ukazují velké víry, jejichž velikost odpovídá průřezu v širších částech nad hlasivkami. Tyto víry pak mají tendenci mizet v přímějších úsecích hltanu.

Experiment se čtyřnásobně zvětšenými hlasivkami provedl Šidlof a kol. [51]. Model hlasivek pro experiment byl vyroben z gumy. Pomocí metody PIV vizualizovali proudění v supraglotálním traktu hned za hlasivkami. Během tohoto experimentu sledovali asymetrické proudění se snahou popsat bod, ve kterém se odtrhne proud vzduchu od hlasivek.

2.2.4 Tlak v dutině hrtanu

Scherer [52] provedl experiment se dvěma modely hrtanových dutin z polyesterové pryskyřice. S cílem obdržet vlastnosti poklesu tlaku a hodnoty průtoků mezi hlasivkami měla hlasivková štěrbina obdélníkový tvar. Tímto experimentem [52] bylo potvrzeno, že největší pokles tlaku se nachází právě mezi hlasivkami.

Thomson [53] provedl experiment s modelem samobuzených hlasivek z polyuretanové gumy. Velikost, tvar a materiál odpovídal parametrům skutečného lidského hrtanu a hlasivek. Samobuzeného kmitání bylo dosaženo při tlaku 1,2 kPa a frekvence kmitání hlasivek byla 120 Hz.

Během svého experimentu Thomson [53] demonstroval podobné hodnoty s lidskými hlasivkami včetně amplitudy a frekvence kmitání a subglotického tlaku. Také potvrdil, že mezi kmitajícími hlasivkami je největší pokles tlaku [53].

2.3 Pozorovací metody hlasivek

Nejpřirozenější je metoda pozorování přímo lidským zrakem. Ta však není v naší situaci zcela možná v důsledku okem nezachytitelných frekvencí kmitání hlasivek. Podíváme se tedy na průřez pozorovacích možností.

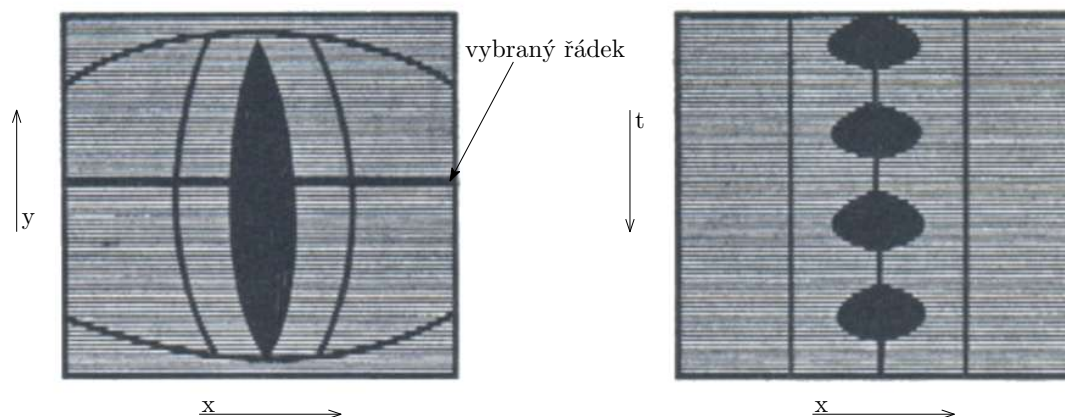
2.3.1 Laryngoskopické metody

Jedná se o základní lékařskou metody pozorování hrtanu [3]. První náhled do útrobu hrtanu přinesl vynález laryngoskopického zrcátka [3]. Tato metoda je tzv. nepřímá. Do úst se vkládá zrcátko a pozoruje se na výšku převrácený obraz hlasivek [54].

Přímá laryngoskopická metoda využívá flexibilního laryngoskopu (endoskopu) nebo rigidního tubusu se soustavou čoček [54]. Protože lidské oko není schopné zachytit pohyb kmitajících hlasivek, byla vymyšlena metoda s využitím stroboskopu [3]. Záblesky stroboskopu jsou nepatrně vyšší, než je frekvence kmitání hlasivek. Výstupem této metody je iluze zpomaleného pohybu hlasivek [3].

Jednou z dalších laryngoskopických metod je použití vysokofrekvenčních kamer. Výhodou je přímé pozorování kmitů s možností zaznamenat i neperiodické děje [3]. Nevýhodou je velké množství dat k uložení a ke zpracování [3].

Ke konci 20. století byla vyvinuta metoda pro pozorování kmitů hlasivek s názvem videokymografie [55].



Obr. 2.1. Videokymografie převzato a upraveno z [55]

Při uplatnění této metody se používá kamera se speciálním módem. Namísto snímání celého obrazu, jako u komerční kamery, je vybrán řádek ke snímání (viz obr. 2.1 vlevo). Tento řádek je pak snímán s frekvencí cca 8000 snímků za vteřinu [55]. Ze snímků vybraného řádku se pak vyskládá obraz s ohledem na časovou posloupnost (obr. 2.1 vpravo) [55]. Tato metoda je vhodná na vyšetření patologických dějů a neperiodicit. Díky ní je také možné zaznamenat délky fází uzavření a otevření hlasivkové štěrbiny a vyhodnotit její šířku.

2.3.2 Další metody

Elektroglotografie snímá změny v elektrickém obvodu způsobené otvíráním a zavíráním hlasivek [3, 54]. Na kůži v oblasti štítné chrupavky jsou nalepeny elektrody, kterými prochází slabý

střídavý proud s vysokou frekvencí [3]. Při dotyku hlasivek je díky změně impedance zaznamenaný rozdíl oproti stavu, kdy se hlasivky nedotýkají [54]. Díky této metodě se dá pozorovat velikost kontaktní plochy hlasivek a periodičita [3].

Fotoglotografie vyhodnocuje kmitání hlasivek s pomocí intenzity světla. Světelný zdroj je přitisknut zředu pod hrtan. Do dutiny ústní je zavedeno zařízení na snímání světla [3]. Otevírání a zavírání hlasivkové šterbiny určuje intenzitu světla, které na snímač dopadá [3].

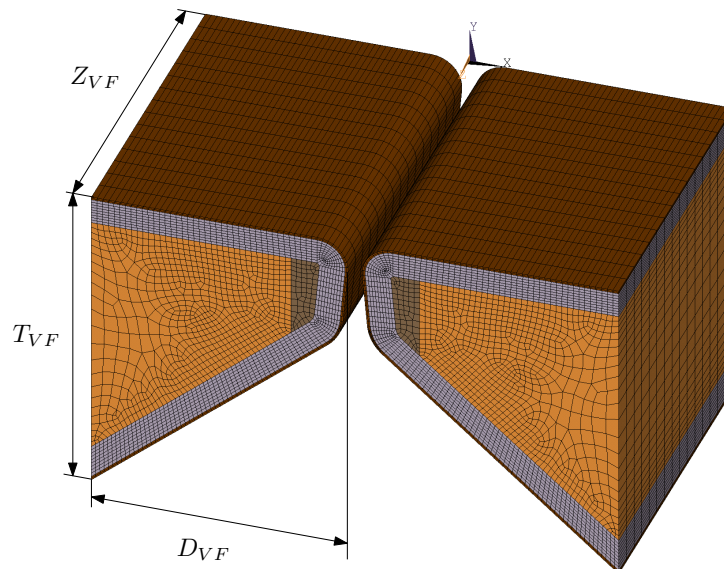
3 Praktická část

3.1 Výpočtový model

3.1.1 Model geometrie

Hlasivky

Model geometrie hlasivek vychází z modelu M5 od Scherera [56]. Ačkoliv je model parametrický a lehko upravitelný, v průběhu řešení této práce k žádným úpravám nedošlo. Na obr. 3.1 jsou zobrazeny hlasivky se základními rozměry. Rozměry pro jednu hlasivku v každém směru jsou $D_{VF} = 9$ mm, $T_{VF} = 11$ mm a $Z_{VF} = 12$ mm. Rozměry vycházejí z hodnot publikovaných Titzem [5].

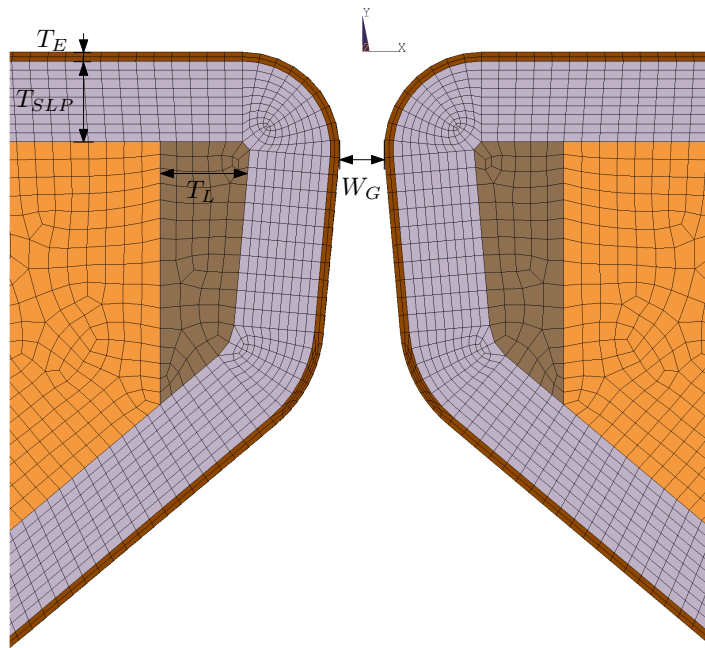


Obr. 3.1. Model geometrie hlasivek

V modelu jsou zahrnuty čtyři vrstvy tkání. Jedná se o epitel, povrchovou vrstvu podslizničního vaziva, vaz a sval. Epitel má tloušťku $T_E = 0,1$ mm. Tloušťka povrchové vrstvy podslizničního vaziva (superficial lamina propria - SLP) je $T_{SLP} = 0,9$ mm. Další části vrstvy *lamina propria* (střední a hloubková vrstva) jsou zahrnuté ve vaz o tloušťce $T_L = 1$ mm. Hodnoty tlouštěk jsou převzaty z dříve publikovaných modelů na ÚMTMB VUT FSI v Brně, např. Matug [31]. V nejužší části mezi hlasivkami je předepsaná mezera o šířce $W_G = 0,5$ mm, aby se hlasivky nedotýkaly a nebylo nutné zahrnout kontakt.

Fluidní prostředí

Model fluidního prostředí lze rozdělit na část subglotickou a supraglotickou. Subglotická část představující polovinu délky průdušnice je vysoká $L_T = 62$ mm, oblast s hlasivkami má výšku $L_{VF} = 11$ mm, a supraglotická část má výšku $L_{VT} = 170$ mm. Délka supraglotické části je zvolena tak, aby první podélná vlastní frekvence odpovídala formantu samohlásky [a:].

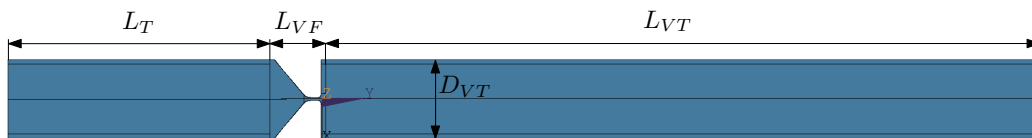


Obr. 3.2. Detail modelu geometrie hlasivek

Aby se proud při interakci se strukturální překážkou plně rozvinul a ustálil v laminární proudění, je třeba aby byl výstup vzdálen od strukturální překážky nejméně o desetinásobek šířky překážky [37]. V našem případě je tato podmínka $L_{VT} \gg 10 \cdot D_{VF}$ splněna i s rezervou. Pokud tato podmínka není splněna, může se ve výsledcích objevit značná chyba [37].

Model je v supraglottické části značně zjednodušen. Nejsou zde obsaženy nepravé hlasivky, ani není použit žádný z tvarů vokálních traktů pro samohlásky. Hlavní snahou této práce je především modelovat samobuzené kmitání hlasivek, proto výše uvedené skutečnosti zanedbáme.

Celková šířka modelu je součtem šířky hlasivek a mezery mezi nimi $D_{VT} = 18,5$ mm. Hloubka potom odpovídá hloubce hlasivek Z_{VF} .



Obr. 3.3. Model geometrie fluidního prostředí

3.1.2 Modely materiálu

Hlasivky

Ačkoliv Titze [5] představil nelineární modely materiálu pro tkáň, v této práci budou použity lineární modely materiálu. Důvodem volby je jednak náročnost výpočtů s nelineárními modely materiálů, ale i fakt, že nepředepjaté hlasivky vykazují téměř izotropní chování [43].

	Modul pružnosti E [Pa]	Poissonův poměr μ [-]	Hustota ρ [kg · m ³]	Poměrný útlum b_1 a b_2 [-]	Tlumení α [s ⁻¹]	Tlumení β [s]
Epitel	50000	0,49	1040	0,05 a 0,10	0,5086	0,0002
SLP	2000	0,49	1040	0,2 a 0,3	60,3980	0,0006
Vaz	8000	0,49	1040	0,2 a 0,2	116,5279	0,0003
Sval	30000	0,40	1040	0,2 a 0,2	116,5279	0,0003

Tab. 3.1. Modely materiálu hlasivek

Podle Chana a Titzeho [42] je tkáň hlasivek podkriticky tlumena s poměrným útlumem menším než 1. Tlumení materiálu vychází z poměrných útlumů určených Tanabem, Isshikim a Swadou [48] zmíněných v kap. 2.2.2. Tlumení do do přechodové analýzy v programovém systému *ANSYS®Academic Research Mechanical, Release 2020 R1* zadáváme jako proporcionální (Rayleighovo) tlumení pomocí koeficientů α [s⁻¹] a β [s]. Tlumení se modeluje jako [57]

$$\mathbf{C} = \alpha \mathbf{M} + \beta \mathbf{K}, \quad (3.1)$$

kde \mathbf{C} je matice tlumení, \mathbf{M} je matice hmotnosti, \mathbf{K} je matice tuhosti modelu hlasivek. Koeficienty potom získáme z upravených rovnic [58].

$$\alpha = 4 \cdot \pi \cdot f_1 \cdot (b_{p1} - \pi \cdot f_1 \cdot \beta) \quad (3.2)$$

$$\beta = \frac{b_{p2} - \frac{f_1}{f_2} \cdot b_{p1}}{\pi \cdot \left(f_2 - \frac{f_1^2}{f_2}\right)} \quad (3.3)$$

Kde f_1 a f_2 jsou první dvě vlastní frekvence netlumeného modelu vyšetřené modální analýzou.

Fluidní prostředí

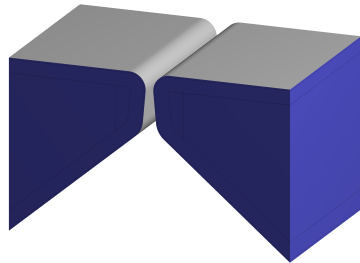
Fluidní prostředí je uvažováno jako viskózní izotropní nestlačitelná kapalina. Dynamická viskozita je zvolena $\eta = 1,7894 \cdot 10^{-5}$ Pa·s. Hustota vzduchu je zvolena $\rho = 1,225$ kg·m⁻³. Pro akustický model je třeba ještě doplnit rychlost zvuku. Hodnota byla zvolena $c = 340$ m · s⁻¹.

3.1.3 Model okrajových podmínek

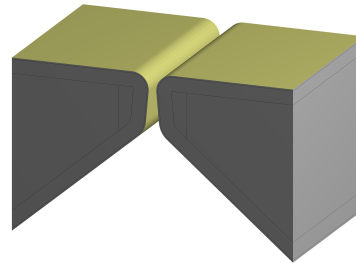
Hlasivky

Hlasivky jsou nepohyblivě uloženy na laterálních, anteriorních a posteriorních stranách, viz obr. 3.4a). Na plochách styku s fluidním prostředím je nastaven „System Coupling Region“

(obr. 3.4b)). Fluidní prostředí působí na plochách „System Coupling Region“ silou, tedy do uzlů strukturního modelu přenášíme sílu. V modelu neuvažujeme předpětí hlasivek.



a) Plochy nepohyblivého uložení (modře)



b) Plochy System Coupling Region (žlutě)

Obr. 3.4. Okrajové podmínky na modelu hlasivek

Fluidní prostředí

Na fluidním modelu jsme nastavili na vstupu neměnný tlak. Tlak vzduchu při konverzaci dosahuje kolem hodnoty 1 kPa [6]. Maximální tlak, kterého lze dosáhnout, se pohybuje řádově v desítkách kPa [6]. Nejprve jsme zatěžovali model tlak $p_{in} = 100$ Pa, vzhledem ke konvergenci výsledků jsme postupně zvyšovali až na fyziologickou hodnotu 1000 Pa. Na výstupu byl nastaven tlak $p_{out} = 0$ Pa, který má simulovat otevřená ústa.

Na plochách dotyku s modelem hlasivek byla nastavena interakce „System Coupling“. Strukturní část modelu ovlivňuje fluidní prostředí tvarem. Okrajová podmínkou, která je přenášena na fluidní síť, je posuv. Pro uzly na všech plochách je předepsána nulová rychlost proudění.

3.2 Výpočtový algoritmus

Protože neexistuje žádná analytická metoda řešení takto složitěho modelu, je výpočtový model řešen metodou konečných prvků (MKP). Software pro řešení byl zvolen *ANSYS®Academic Research Mechanical, Release 2020 R1*. Byla provedena fluidně-strukturní interakce s nestlačitelným viskózním prouděním řešená v čase s přidáním akustickým modelem.

3.2.1 Diskretizace modelu

Hlasivky

Model geometrie hlasivek je diskretizován prvkem SOLID186. Jedná se o 3D prvek s 20 uzly. Stupně volnosti jsou posuvy v osách x , y , z . Model hlasivek se skládá z 64 500 elementů a 278 858 uzlů.

Fluidní prostředí

Síť fluidního prostředí vytvořená programem *ANSYS®Mechanical APDL 2020 R1* je diskretizována prvkem MESH200. Je zvolen šestistěn s 8 uzly. Tento element nepřispívá k řešení analýzy a dočasně reprezentuje geometrii síť fluidního prostředí. Tento způsob tvorby sítě je volen z důvodu, že je třeba mít prvky typu hexahedron, tetrahedron, klínové nebo pyramidové [59]. Prvky

MESH200 jsou nahrazeny elementy s jedním uzlem uvnitř elementu [37]. Počet uzlů je 369 120. Počet elementů je potom 339 420.

Sít pro fluidní model geometrie musí splňovat řadu požadavků, jako je akustické kritérium či Courantova podmínka. Při určování akustického kritéria se velikost elementu počítá jako [60]:

$$e = \frac{c}{n \cdot f}, \quad (3.4)$$

kde e je velikost elementu v metrech, c je rychlost zvuku [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$], n reprezentuje typ elementu. Minimální hodnota $n = 12$ se volí při použití lineárních elementů, aby byla splněna podmínka právě nejméně 12 elementů na zvukovou vlnu. Frekvence f představuje frekvenci [Hz] nejkratší vlny, kterou chceme vyhodnocovat [60, 61].

Courantova podmínka, jinak také CFL (Courant-Friedrichs-Lewy) podmínka, říká, že pokud se částice pohybuje prostředím, nesmí za jeden časový krok urazit více než je délka jednoho elementu [62]. Courantova podmínka se pro obecný případ vyjadřuje bezrozměrným číslem ve tvaru: [62]

$$C = t_{inc} \left(\sum_{i=1}^n \frac{v_{x_i}}{L_{x_i}} \right) \leq C_{max}, \quad (3.5)$$

kde t_{inc} [s] časový krok, v_{x_i} [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$] je střední rychlost proudění ve směru x_i a L_{x_i} [m] je délka elementu ve směru x_i , přes který částice prochází. C_{max} je Courantovo číslo, které pro explicitní řešiče odpovídají hodnotě jedna.

Abychom dokázali správně popsat přechod laminárního proudění u stěn v turbulentní proudění uvnitř traktu, je potřeba zjemnit elementy u stěn [63]. Je doporučeno [63] mít u stěn prizmatické elementy zarovnané s proudem. Těchto elementů by mělo být nejméně patnáct vrstev s tím, že je šířka prvního elementu se odvíjí od šířky laminární podvrstvy [63]. Šířka vrstev dalších elementů se zvětšuje s koeficientem 1,2 [63].

Celkem bychom s těmito všemi podmínkami obdrželi model řádově s deseti miliony elementů, což odpovídá citlivostní analýze provedené Šidlofem a kol. [64]. Velikost takto diskretizovaného modelu je na našem hardwaru neúnosná a výpočet by trval příliš dlouho. Proto byl zvolen koeficient 1/4 pro tvorbu sítě.

Plochy System Couplingu

Plochy, na kterých dochází k předávání informací mezi strukturním a fluidním modelem, jsme již popsali dříve. Při diskretizaci těchto ploch není nutné, aby uzly jedné plochy odpovídaly uzlům druhé plochy. Viz obr. 3.5.

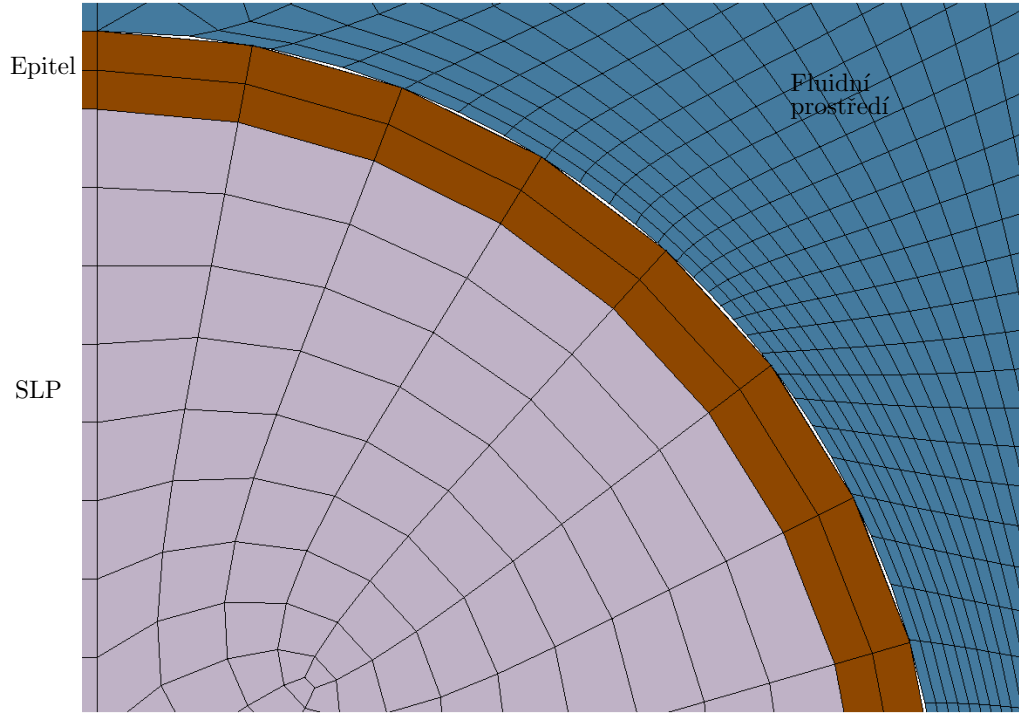
3.2.2 Metody řešení

Výpočtový model fluidně-strukturní interakce je řešen v časové oblasti. Krok pro tuto analýzu je zvolen $t_{inc} = 1 \cdot 10^{-5}$ s, tato hodnota vychází z práce Šidlofa a kol. [64]. První analýzy byly počítány na 1000 kroků, analýza s $p_{in} = 1000$ Pa byla počítána na 10 000 kroků.

Strukturní přechodová analýza

Model hlasivky je popsán pohybovou rovnicí [60]

$$\rho_s \frac{\partial^2 \mathbf{u}_s}{\partial t^2} - \nabla \tau_s = \mathbf{f}_s, \quad (3.6)$$



Obr. 3.5. Detail diskretizovaného modelu geometrie na rozhraní strukturální a fluidní části

kde ρ_s je hustota, \mathbf{u}_s je vektor neznámých posuvů, $\boldsymbol{\tau}_s$ je Cauchyho tenzor napětí a \mathbf{f}_s je vektor zatížení.

Strukturální část výpočtového algoritmu má povoleny velké deformace. Řešič je volen přímý. Soustava rovnic řešení má po diskretizaci metodou konečných prvků tvar

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{u}}(t) + \mathbf{C}\dot{\mathbf{u}}(t) + \mathbf{K}\mathbf{u}(t) = \mathbf{F}(t), \quad (3.7)$$

kde \mathbf{M} je matice hmotnosti, \mathbf{C} je matice tlumení, \mathbf{K} je matice tuhosti, $\mathbf{u}(t)$ je vektor posuvů a dále jeho derivace, rychlost a zrychlení, \mathbf{F} je vektor zatížení. Tato soustava rovnic je integrována pro každý časový krok Newmarkovou metodou [65].

Fluidní prostředí

Výpočtový algoritmus pro fluidní část je volen z nabídky softwaru *ANSYS® Fluent™*. Zvolili jsme numerický řešič Navier-Stokesových rovnic Pressure-Based solver, který získává rychlost z Navier-Stokesových rovnic a tlak je obdrženo z rovnice kontinuity a pohybových rovnic [66]. V software *ANSYS® Fluent™* jsou pohybové rovnice a rovnice kontinuity zapsány ve tvaru transportních rovnic, které mají tento obecný integrální tvar [66]:

$$\int_V \frac{\partial \rho \varphi}{\partial t} dV + \oint \rho \varphi \vec{v} \cdot d\vec{A} = \oint \Gamma_\varphi \nabla \varphi \cdot d\vec{A} + \int_V S_\varphi dV, \quad (3.8)$$

kde $\frac{\partial \rho \varphi}{\partial t}$ je konzervativní forma derivace transportované proměnné φ , ρ je hustota, \vec{v} je vektor rychlosti, \vec{A} je vektor povrchu plochy, Γ_φ je difúzní koeficient pro proměnnou φ , $\nabla \varphi$ je gradient φ a S_φ je potom zdrojový člen [66].

Rovnice 3.8 je aplikována na každý element ve tvaru [66]:

$$\frac{\partial \rho \cdot \varphi}{\partial t} \cdot V + \sum_f^{N_{faces}} \rho_f \cdot \vec{v}_f \cdot \varphi_f \cdot \vec{A}_f = \sum_f^{N_{faces}} \Gamma_\varphi \cdot \nabla \varphi_f \cdot \vec{A}_f + S_\varphi \cdot V, \quad (3.9)$$

kde N_{faces} je počet ploch, které ohraničují element, φ_f je hodnota φ která přenáší plochou f . Člen $\rho_f \cdot \vec{v}_f \cdot \vec{A}_f$ označuje hmotnostní tok skrz plochu f , \vec{A}_f je normála plochy f , $\nabla \varphi_f$ je gradient φ na ploše f a V je objem elementu. Tato rovnice je obecně nelineární [66], např pro $\varphi_f = v$. Linearizací rovnice 3.9 získáme tvar:

$$a_p \cdot \varphi = \sum_{nb} a_{nb} \varphi_{nb} + b, \quad (3.10)$$

kde nb odkazuje na okolní elementy, a_p a a_{nb} jsou linearizované koeficienty pro φ a φ_{nb} .

Dynamická síť

Dynamická síť dovoluje hýbat s hranicemi elementů a přizpůsobovat síť deformaci [67]. Protože předpokládáme pohyb hlasivek, bude síť fluidního prostředí deformována. Je tedy nutné nastavit dynamickou síť na plochách s předepsanou okrajovou podmínkou System Coupling. Metoda úpravy dynamické sítě byla zvolena vyhlazovací difúzní závislá na pohybu hranice.

Volbou difúzního koeficientu je upravováno rozptýlení deformace do vzdálenějších oblastí od pohyblivé hranice tak, aby síť v blízkosti pohyblivé hranice zůstala kvalitní [67] a elementy neměly nulový objem.

Model turbulentního proudění

Modelování turbulentního proudění není ve výchozím nastavení zahrnuto. Proto je ho nutné zvolit ve viskózních modelech nabídky ANSYS® Fluent™. Voleným modelem turbulentního proudění je Shear-Stress Transport (SST) $k-\omega$ Model.

Tento model vychází ze standardního $k-\omega$ modelu, kde k je kinetická energie turbulencí a ω je specifickou mírou rozptýlení [63]. Přidáním transformovaného $k-\varepsilon$ modelu se odstranil problém s velkou citlivostí mimo smykový tok [63].

Transformovaný model $k-\varepsilon$ je částečně empirický model, který vychází z dvou transportních rovnic [63]. Člen k představuje kinetickou energii turbulence, která je exaktně odvozena, ε představuje míru rozptýlení [63]. Tento model je platný jen pro plně turbulentní proudění.

Spojení modelů $k-\omega$ a $k-\varepsilon$ je provedeno tzv. blending funkcí. Blending funkce je navržena tak, že v blízkosti stěn diskretizovaného modelu geometrie fluidního prostředí je rovna jedné. U stěn převažuje $k-\omega$ model. Směrem do středu se hodnota blending funkce blíží až k nule a model $k-\omega$ se proporcionálně mění v transformovaný model $k-\varepsilon$ [63].

SST $k-\omega$ se od svých předchůdců liší také v tom, že zohledňuje přenos smykového napětí od turbulence jako turbulentní viskozitu [63]. To dělá ze SST $k-\omega$ modelu přesnější a použitelnější metodu pro obecně širší skupinu proudění [63].

V modelu turbulentního proudění jsme zvolili možnost Low-Re Corrections. Úpravou koeficientu, který tlumí turbulentní viskozitu, získáme opravy pro nízké hodnoty Reynoldsova čísla [63]. Turbulentní viskozita je vlastnost proudění, která je funkcí polohy a času. V modelu SST $k-\omega$ se počítá z hustoty, kinetické energie turbulence a z míry rozptýlení [63]. Samotná turbulentní viskozita je konstantou úměrnosti mezi Reynoldsovým napětím a středními gradienty rychlosti deformace [37].

Akustický model

Protože pracujeme s nestlačitelným prouděním, nemůžeme získat akustické výsledky přímo. Avšak můžeme aplikovat jeden z akustických modelů zmíněných v části 2.1.2. Zvolili jsme model Ffowcs Williams-Hawkings (FWH). Jde o nehomogenní vlnovou rovnici, která je odvozená z rovnice kontinuity a Navier-Stokesových rovnic. Zdroje zvuku, které můžeme v modelu FWH zahrnout, jsou monopóly, dipóly a kvadrupóly. Monopólem je nepohybující se plocha struktury, za dipól můžeme považovat pohybující se strukturní těleso a kvadrupólem je aerodynamický hluk od turbulentního proudění [32], přičemž dipól jako kmitající hlasivky má největší příspěvek [32].

Jako zdroje zvuku jsme zvolili plochy hlasivek. Body, ve kterých bude akustický tlak vyhodnocován, jsou zvoleny tři. Jejich souřadnice vidíme uvedené v tabulce 3.2.

	x [m]	y [m]	z [m]
pod hlasivkami	0,000	-0,073	0,006
nad hlasivkami	0,000	0,000	0,006
v blízkosti úst	0,000	0,169	0,006

Tab. 3.2. Souřadnice receiverů, počátek souřadného systému je uveden na obr. 3.1 nebo 3.3

3.3 Modální analýza

Před samotným řešením fluidně strukturní interakce nejprve provedeme modální analýzu pro získání modálních vlastností. Výstupem jsou vlastní frekvence modelu a tomu odpovídající charakter deformace.

3.3.1 Strukturní část

Pro modální analýzu strukturní části jsme zvolili levou hlasivku, kterou jsme nepohyblivě uložili jako na obr. 3.4a). Obecná pohybová rovnice volného netlumeného kmitání má po diskretizaci tvar [68]

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{u}} + \mathbf{K}\mathbf{u} = \mathbf{0}, \quad (3.11)$$

kde \mathbf{K} je matice tuhosti, \mathbf{M} je matice hmotnosti, \mathbf{u} je vektor posuvů a jeho druhou derivací je vektor zrychlení.

Protože máme hodnoty proporcionálních tlumení, zvolili jsme modální analýzu s tlumením. Na základě toho jsme použili „damped“ řešič, který má tvar [68]:

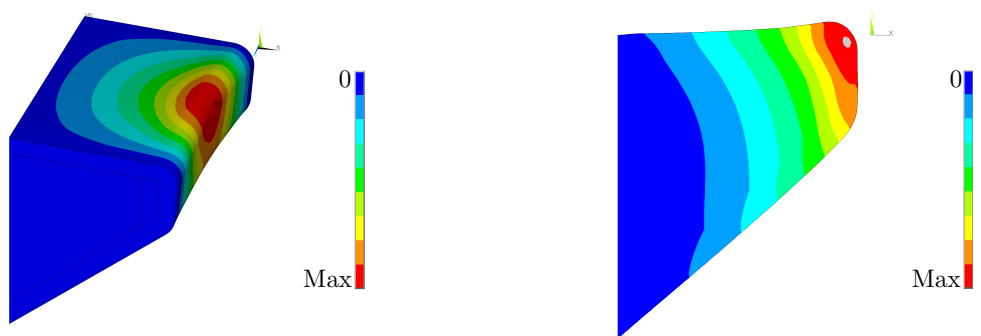
$$\mathbf{K}\boldsymbol{\Phi}_i + \bar{\lambda}_i \mathbf{C}\boldsymbol{\Phi}_i = -\bar{\lambda}_i^2 \mathbf{M}\boldsymbol{\Phi}_i, \quad (3.12)$$

kde \mathbf{C} je matice tlumení, $\boldsymbol{\Phi}_i$ je i -tý vektor vlastních posuvů a $\bar{\lambda}_i = j\sqrt{\lambda_i}$, přičemž λ_i je i -té vlastní číslo. Abychom mohli tuto rovnici řešit jako problém vlastních čísel, převedeme ji do lineárního tvaru [68]:

$$\bar{\mathbf{K}}\bar{\boldsymbol{\Phi}}_i = \lambda_i \bar{\mathbf{M}}\bar{\boldsymbol{\Phi}}_i, \quad (3.13)$$

kde $\bar{\mathbf{K}}$ a $\bar{\mathbf{M}}$ jsou transformované matice tuhosti, respektive hmotnosti. $\bar{\boldsymbol{\Phi}}_i$ obsahuje jen polovinu vlastních vektorů oproti rovnici 3.12 [68].

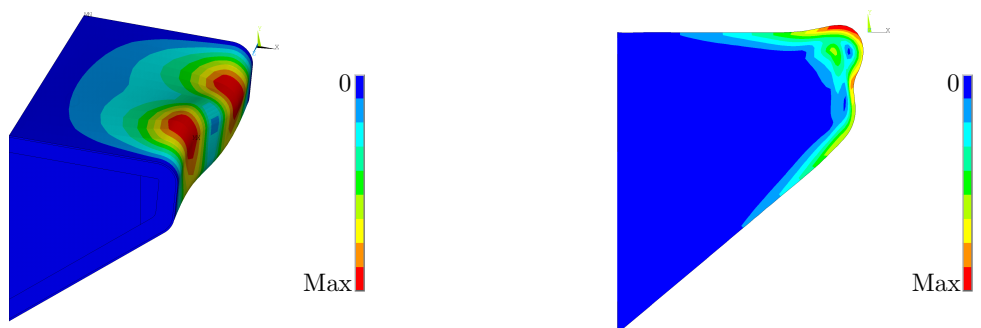
Výsledky modální analýzy je možno vidět na následujících obrázcích 3.6, 3.7, 3.8. Vykreslujeme první tři vlastní frekvence.



a) Šikmý pohled

b) Řez ve střední frontální rovině

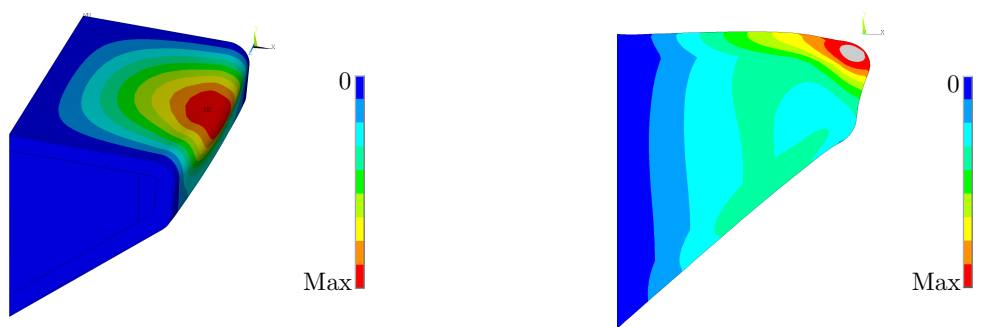
Obr. 3.6. První vlastní tvar (97,77 Hz)



a) Šikmý pohled

b) Řez ve střední frontální rovině

Obr. 3.7. Druhý vlastní tvar (146,67 Hz)



a) Šikmý pohled

b) Řez ve střední frontální rovině

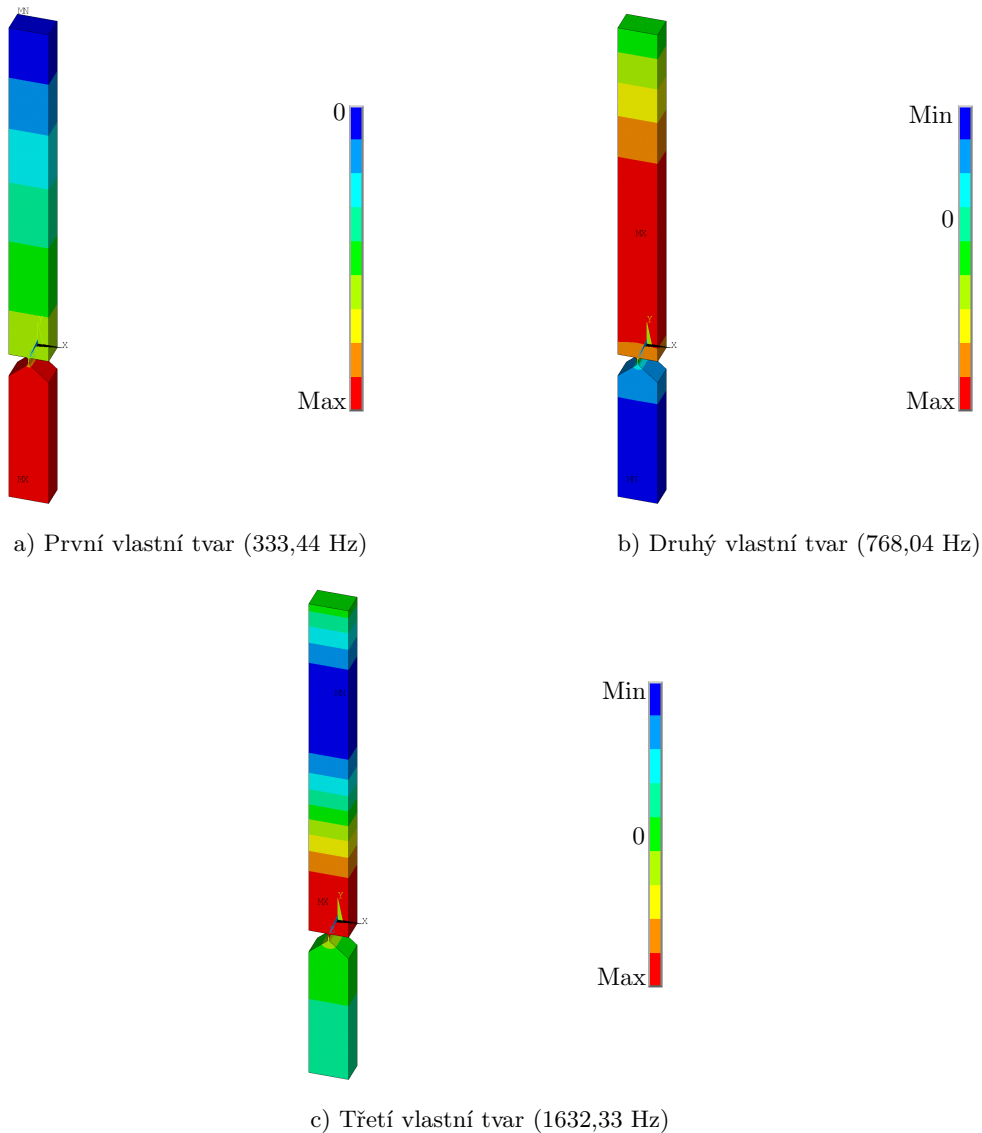
Obr. 3.8. Třetí vlastní tvar (165,80 Hz)

3.3.2 Fluidní část

Modální analýzou fluidní části získáme frekvenci rezonančních kmitů dutiny. Protože předmětem této práce je samobuzené kmitání hlasivek a ne tvorba konkrétního zvuku (samohlásky), proto máme supraglotální část modelu velmi zjednodušenou, avšak délka odpovídá délce vokálního

traktu pro samohlásku [a:]. Protože nedochází k uzavření hlasivek, nemá význam řešit zvlášť subglotální a supraglotální dutiny. Před provedením samotné modální analýzy bylo nutné změnit prvky MESH200 na prvky FLUID30. Prvky FLUID30 jsou lineární s osmi uzly, který má každý s jedním stupněm volnosti (v našem případě předepisujeme tlak). Na ploše představující ústa byl předepsán nulový tlak, který reprezentuje otevřená ústa. V tomto případě využijeme základní rovnici modální analýzy, která vede na problém vlastních čísel [60]

$$\mathbf{K}\Phi_i = \omega_i^2 \mathbf{M}\Phi_i, \quad (3.14)$$



Obr. 3.9. Vlastní tvary

4 Vyhodnocení

4.1 Strukturní část

4.1.1 Průběh deformace v čase

Zobrazený průběh v čase je zvolen pro uzly 25 144 a 28 434 (obr. 4.1), které se nacházejí na levé hlasivce ve střední frontální rovině. Uzel 25 144 byl zvolen, protože v něm byly zaznamenány největší posuvy.

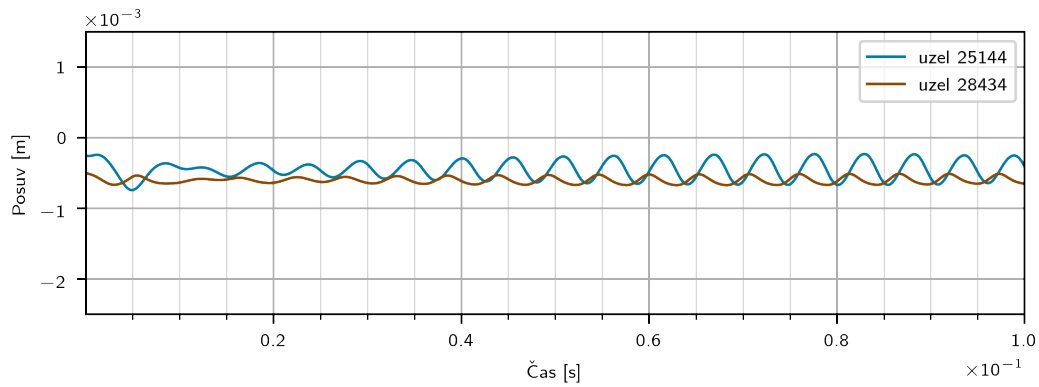


Obr. 4.1. Zvolené uzly ve frontálním řezu

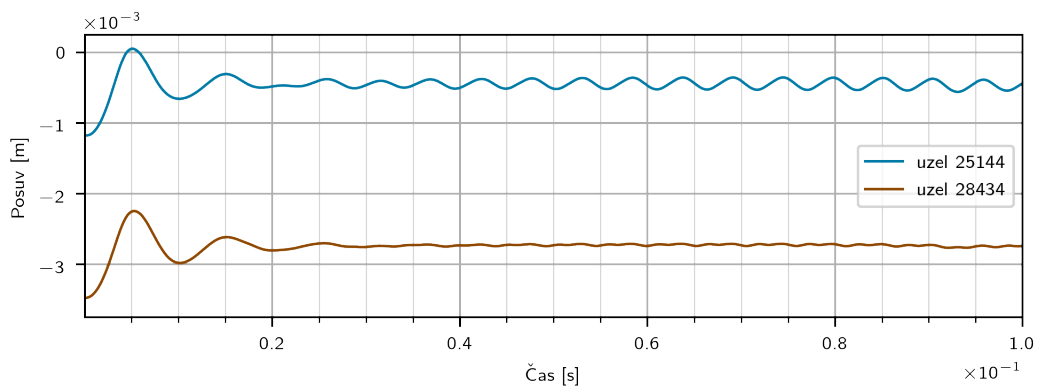
Na obrázku 4.2 jsou posuvy vybraných uzlů v čase. Je patrný první kmit, který vzniká při prvním nárazu proudu vzduchu z plic při fonaci. Z téhož obrázku lze dobře vidět, že posuv v ose y má menší amplitudu kmitání, avšak má významný podíl na posuvu oproti nedeformovanému stavu. Posuv v ose x (obr. 4.2a)) tvoří hlavní složku amplitudy kmitání. Tento posuv můžeme sledovat i pomocí laryngoskopických metod. Na obr. 4.2a) je patrné zpoždování uzlu 25 144 oproti uzlu 28 434, což značí převrácení čela hlasivky z konvergentního do divergentního tvaru.

Obrázek 4.3 zobrazuje celkový posuv zvolených bodů. Je patrné, že spodní uzel 28 434 se po prvotním výkmitu téměř ustálí na hodnotě 0,28 mm a další výchylky jsou minimální, na rozdíl od uzlu 25 144, který má dobře patrné kmitání, je tedy patrný vliv třetího vlastního tvaru spočteného v modální analýze. Ustáleného kmitání dosahují hlasivky zhruba po třech přechodových periodách, které byl již dříve pozorovány v literatuře [48]. Střední hodnota posuvu při ustáleném kmitání vlivem stálého proudění vzduchu nemá nulovou hodnotu. Ustaluje se zhruba na hodnotě 0,78 mm. Amplituda posuvu má potom řádově hodnotu desetin milimetru. Maximálního posuvu na hlasivkách bylo dosaženo během prvního kmitu, a to hodnoty 1,32 mm.

Pokud porovnáme naše získané hodnoty, můžeme si všimnout, že maximální hodnoty rozkmitu jsou podstatně menší než získal např. Rose [25] nebo Tao [26]. Jejich hodnoty rozkmitu dosahovaly i 1 mm. U našeho modelu se maximální hodnoty ustáleného kmitání pohybují kolem



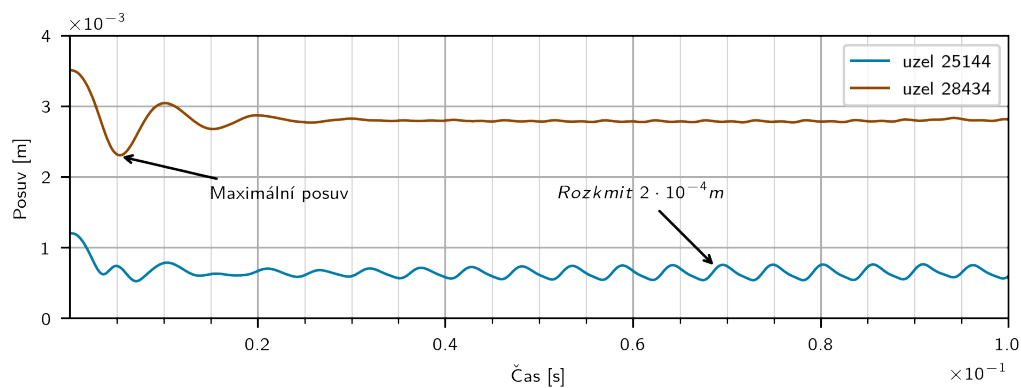
a) Posuv v ose x



b) Posuv v ose y

Obr. 4.2. Posuv vybraných uzlů v osách

0,2 mm. Rozdílný je i průběh, přičemž my máme po prvotním výkmitu patrné ustálení na jiné střední hodnotě než je původní hodnota v klidu. Taoův [26] model má zanedbatelnou změnu střední hodnoty. Výše uvedené skutečnosti mohou být způsobeny rozdílnými charakteristikami materiálu, zanedbáním kontaktu na naší straně či rozdílným modelováním proudění vzduchu.

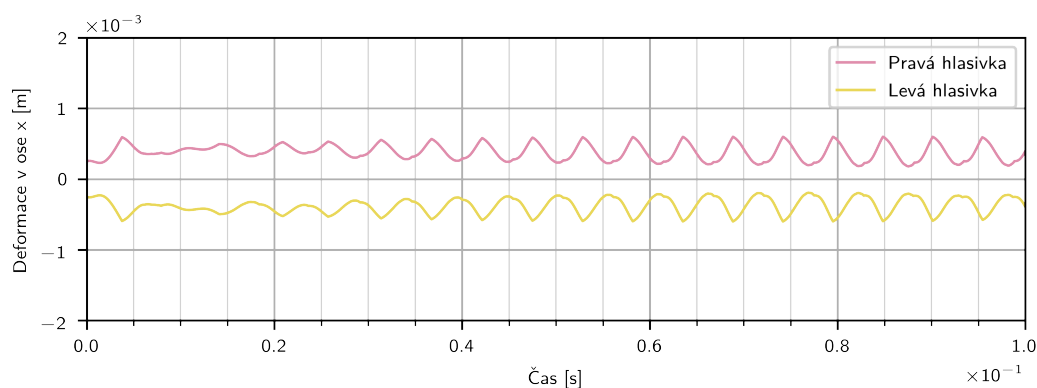


Obr. 4.3. Celkový průběh posuvu pro uzly 25144 a 28434

Frekvence získaná převrácenou hodnotou průměrné doby periody ustáleného kmitání hla-

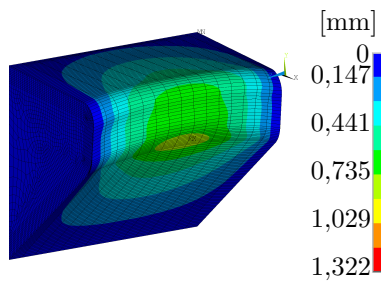
sivky má hodnotu 187,27 Hz. Tato hodnota se nachází v blízkosti 3. tvaru kmitu samotné hlasivky. V průběhu testování vstupních parametrů byl v závislosti na zvyšování tlaku sledován nejen nárůst celkové deformace, ale i růst hodnot frekvence kmitání.

V rámci vyhodnocení výsledků byl vytvořena obálka videokymogramu. Pro získání videokymogramu jsme vyhodnocovali všechny uzly zobrazené na obrázku 4.1. Ze všech zvolených uzlů v dané rovině byl vždy vybrán takový, který se v daném časovém kroku nejvíce blížil $x = 0$. Standardní videdokymografické snímky zobrazují dotyk hlasivek a sleduje se doba otevření, uzavření a případné výchylky. V našem případě vidíme téměř symetrické chování obou hlasivek, přičemž nejmenší vzdálenost mezi hlasivkami odpovídá 0,37 mm, tj. hlasivky se k sobě ze své výchozí pozice přiblíží o 0,13 mm.

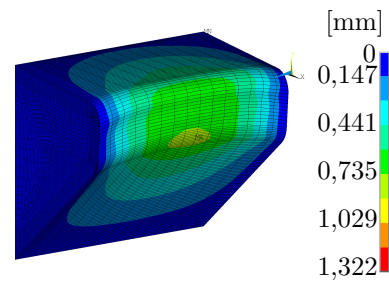


Obr. 4.4. Videokymogram

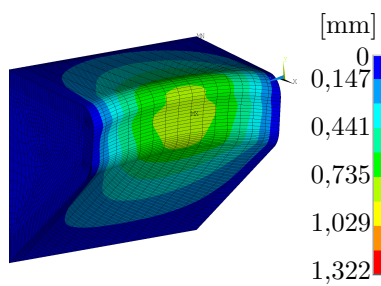
Na obrázku 4.5 jsou postupně zobrazeny průběhy deformace na levé hlasivce během vybraného kmitu jedné z ustálených period. Délka kmitu je 0,00532 s a začíná v čase 0,07706 s. Ve střední ve frontální rovině (obr. 4.6) lze dobře pozorovat průběh kmitání hlasivky a její různé fáze. Dobře patrný je přechod z konvergentního postavení čela hlasivek přes paralelní postavení do divergentního postavení. Patrný je také projev třetího tvaru kmitání hlasivky obdrženého v modální analýze, kdy nejvýrazněji kmitá horní část čela hlasivky.



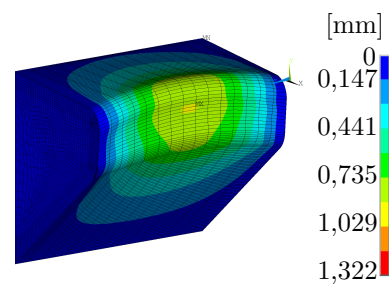
a) V čase 0,07706 s



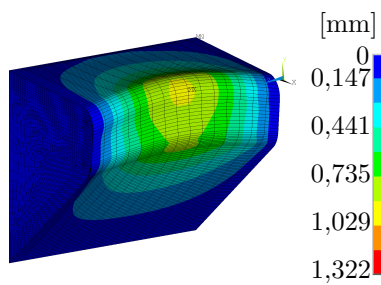
b) Konvergentní tvar v čase 0,07786 s



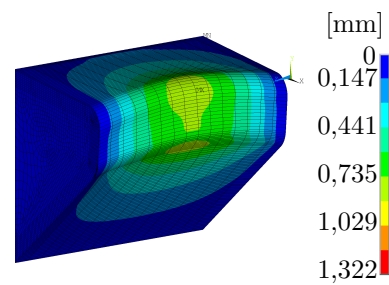
c) V čase 0,07866 s



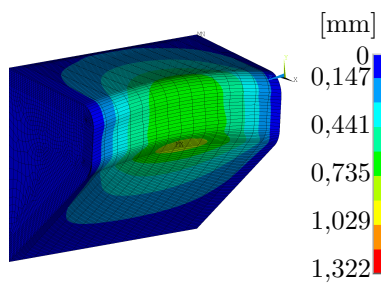
d) Paralelní tvar v čase 0,07945 s



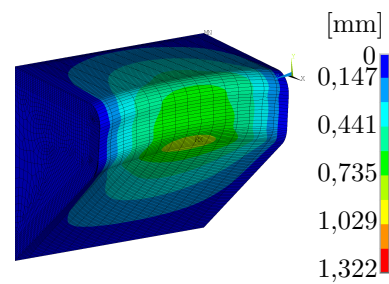
e) Divergentní tvar v čase 0,08025 s



f) V čase 0,08105 s

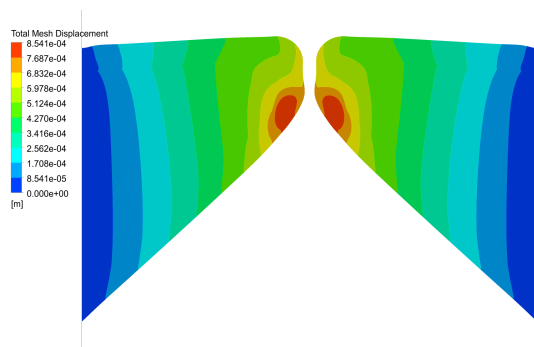


g) V čase 0,08158 s

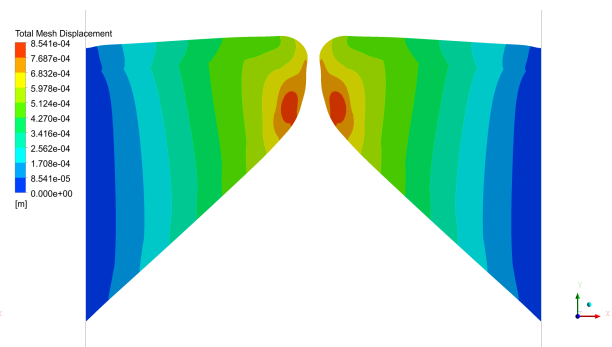


h) V čase 0,08238 s

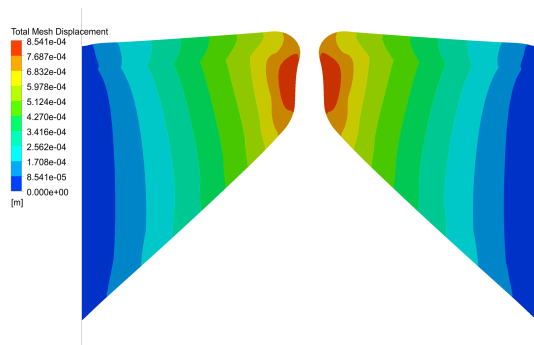
Obr. 4.5. Deformace hlasivek



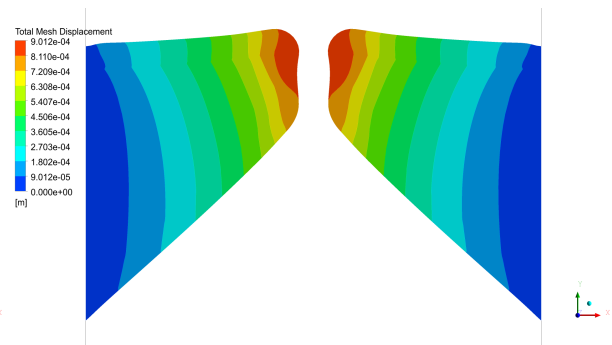
a) V čase 0,07706 s



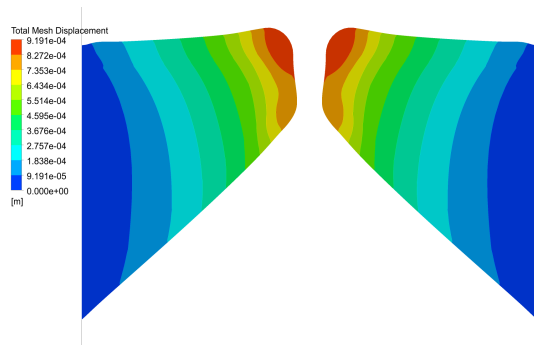
b) Konvergentní tvar v čase 0,07786 s



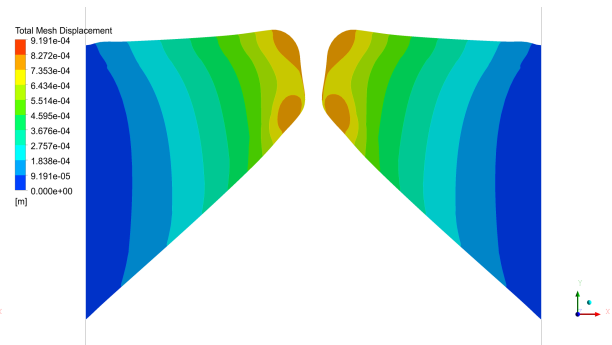
c) V čase 0,07866 s



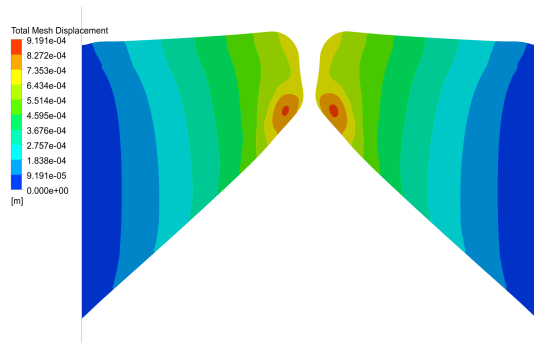
d) Paralelní tvar v čase 0,07945 s



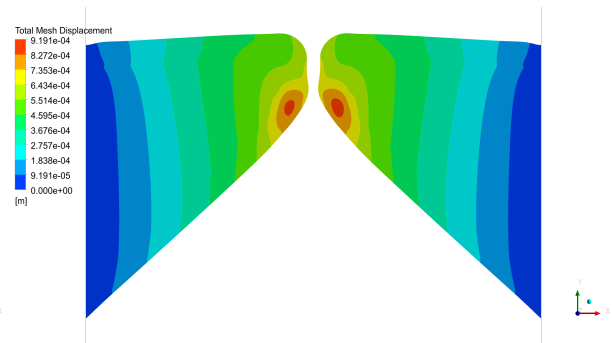
e) Divergentní tvar v čase 0,08025 s



f) V čase 0,08105 s



g) V čase 0,08158 s



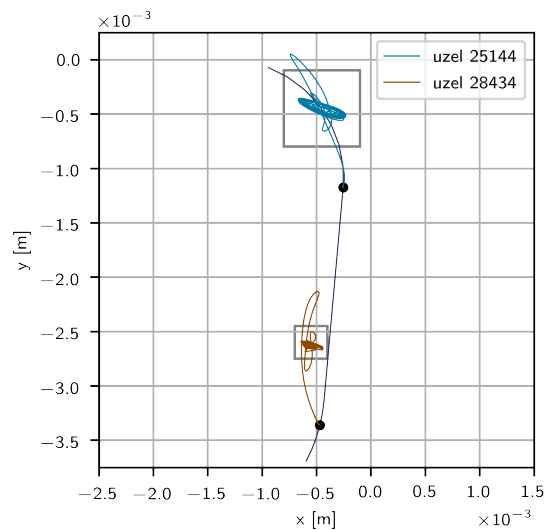
h) V čase 0,08238 s

Obr. 4.6. Celková deformace hlasivek ve frontálním řezu

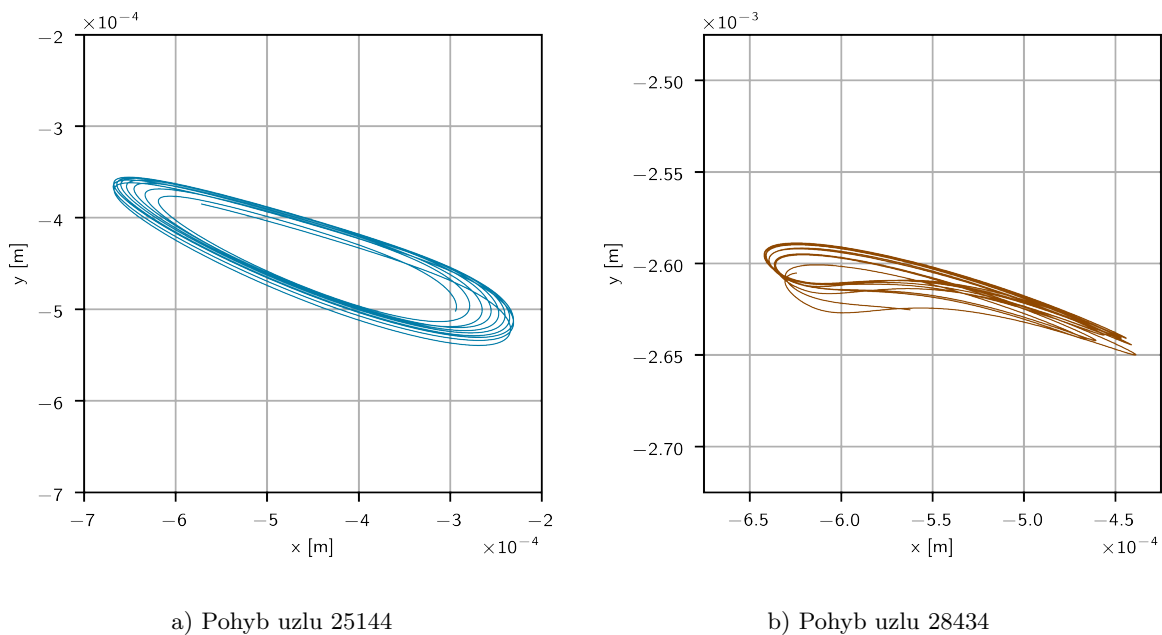
4.1.2 Eliptické křivky

U dvou již zmíněných uzlů jsme vykreslili trajektorie. Na obr. 4.7 lze spatřit trajektorii v celém časové rozsahu s obrysem nezatíženého čela hlasivky. Počáteční bod je vyznačen černou tečkou. Během prvotního výkmitu je dosaženo největšího posuvu, který se následně ustálí. Čtverce vyznačují polohu, ve které budou vykresleny následující obrázky 4.8. Vidíme zde trajektorie jednotlivých bodů zvětšeny a zaznamenány v časovém intervalu od 0,04 s do 0,09 s.

Trajektorie uzlu 25 144 vykazuje eliptický tvar. Pokud bychom volili uzly, které leží v ose y pod uvedeným uzlem, postupně můžeme sledovat změnu přibližně eliptických trajektorií na deformovanou trajektorii, jako vykazují uzel 28 434.



Obr. 4.7. Trajektorie uzlů s naznačeným obrysem čela hlasivky před zatížením



a) Pohyb uzlu 25144

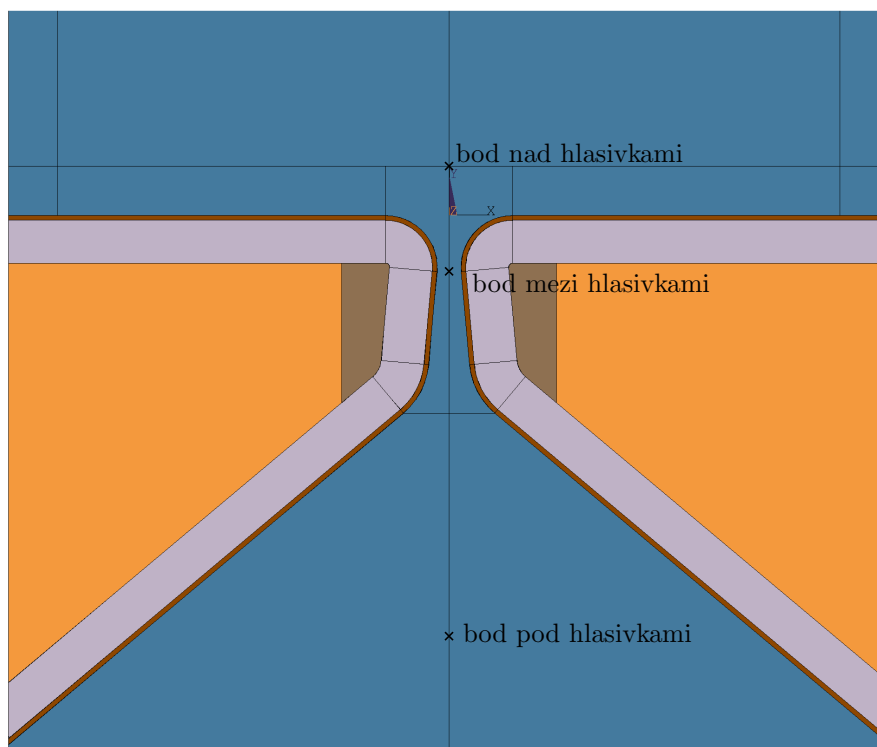
b) Pohyb uzlu 28434

Obr. 4.8. Trajektorie uzlů v čase od 0,04 s do 0,09 s

4.2 Fluidní část

4.2.1 Rychlost proudění

Na obr. 4.9 jsou body, ve kterých jsme provedli vyhodnocení rychlostí. Chybí zobrazení bodu, který se nachází na výstupu (viz obr. 3.3).



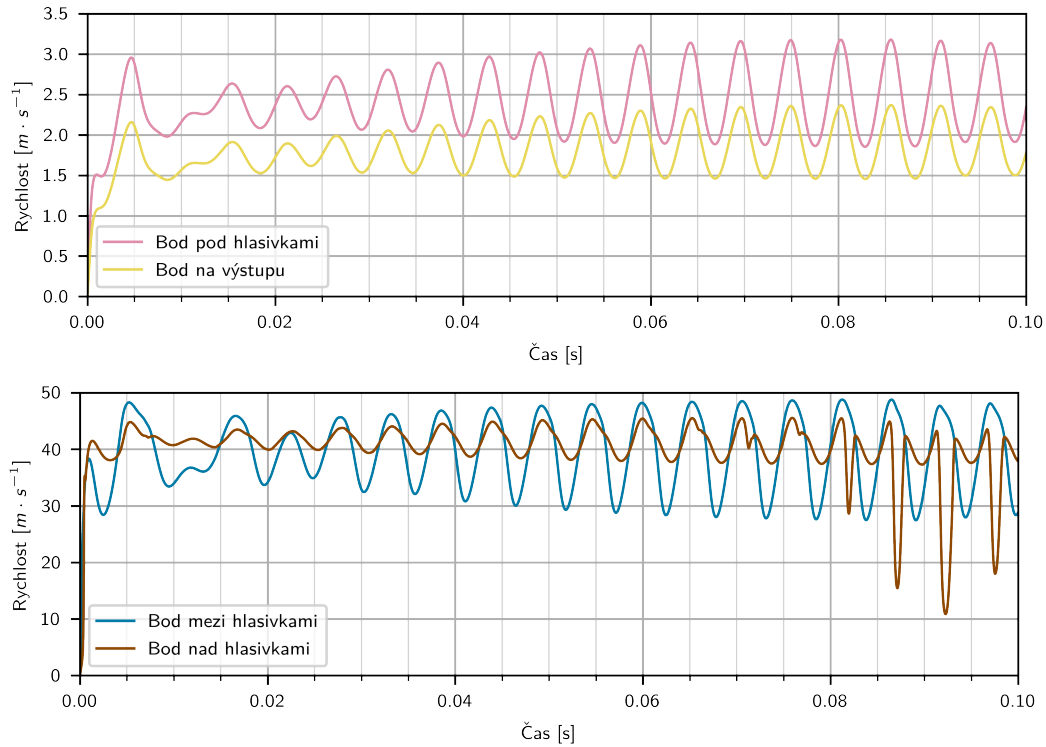
Obr. 4.9. Body vyhodnocení

Rychlost proudění v bodě mezi hlasivkami se ustaluje v intervalu mezi 29 a 49 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$. Podobných maximálních hodnot rychlostí proudění v přibližně stejném místě dosáhli při modelování autoři Alipour, Brucker a další [22, 36, 49]. Protože zanedbáváme kontakt, nemáme tak možnost uzavření hlasivek a neklesá nám rychlost k nule. V bodě nad hlasivkami (obr. 4.10 dole) sledujeme v posledních čtyřech kmitech velký propad rychlosti při vracení z divergentního postavení hlasivek. To je způsobeno asymetrickým prouděním (viz obr. 4.11). Podobný jev byl sledován Šidlofem a kol. [51].

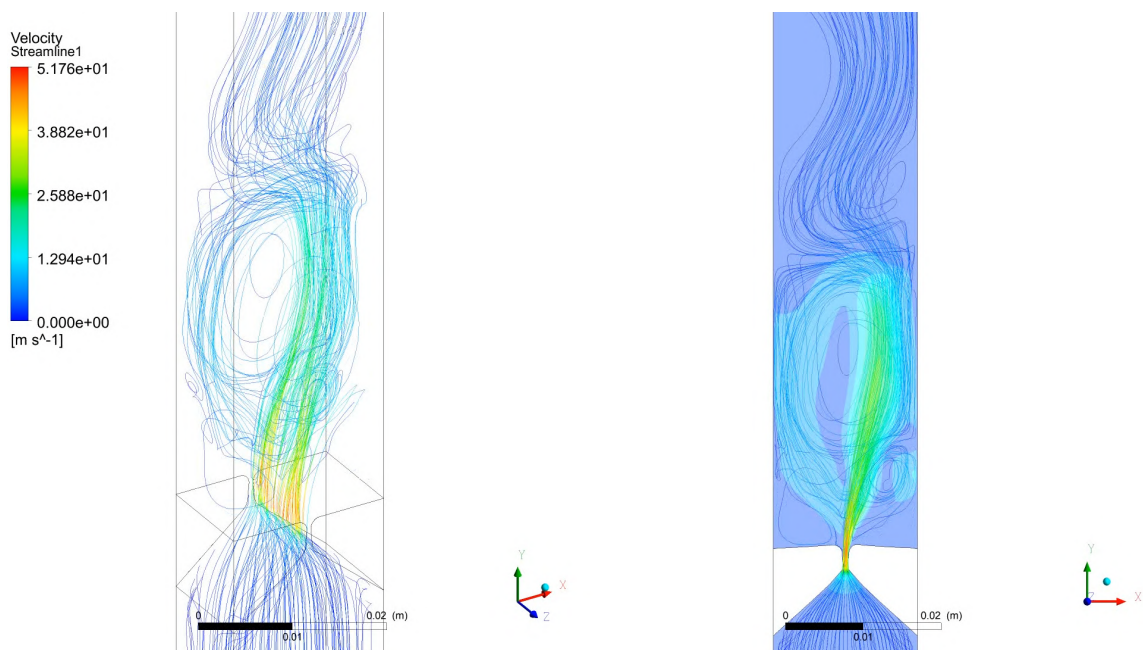
Na následujících obrázcích 4.12, 4.13 vidíme průběh rychlosti proudění vzduchu během jednoho kmitu. V našem případě kmitu stejném jako v předešlé kapitole, tedy v čase od 0,07706 s do 0,08238 s. Nejvyšší rychlosti proudění kolem 50 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ dosahuje vzduch v momentě, kdy se hlasivky z divergentního tvaru vracejí do konvergentního (obr. 4.12f, 4.12g)), tedy v momentě, kdy v ose y dosáhly pomyslného maxima a začnou klesat zpátky. To odpovídá výsledkům získaných Rosou a kol. [25] či Alipourem a kol. [35].

Obr. 4.13 zobrazuje v transverzálních řezech rychlost proudění vzduchu. První rovina nad hlasivkou se nachází 5 mm nad horní plochou hlasivky, každá další rovina řezu je pak ve vzdálenosti 7 mm. Lze pozorovat, že mezi posledními dvěma řezy ve vzdálenosti 54 mm a 61 mm se při maximálních rychlostech proudění u hlasivek ustaluje rychlost proudění na minimálních hodnotách. Na obr. 4.14 pak v daném místě můžeme pozorovat, že se ustaluje turbulentní proudění na laminární. V momentě přeměny typu proudění se nacházíme zhruba v jedné třetině

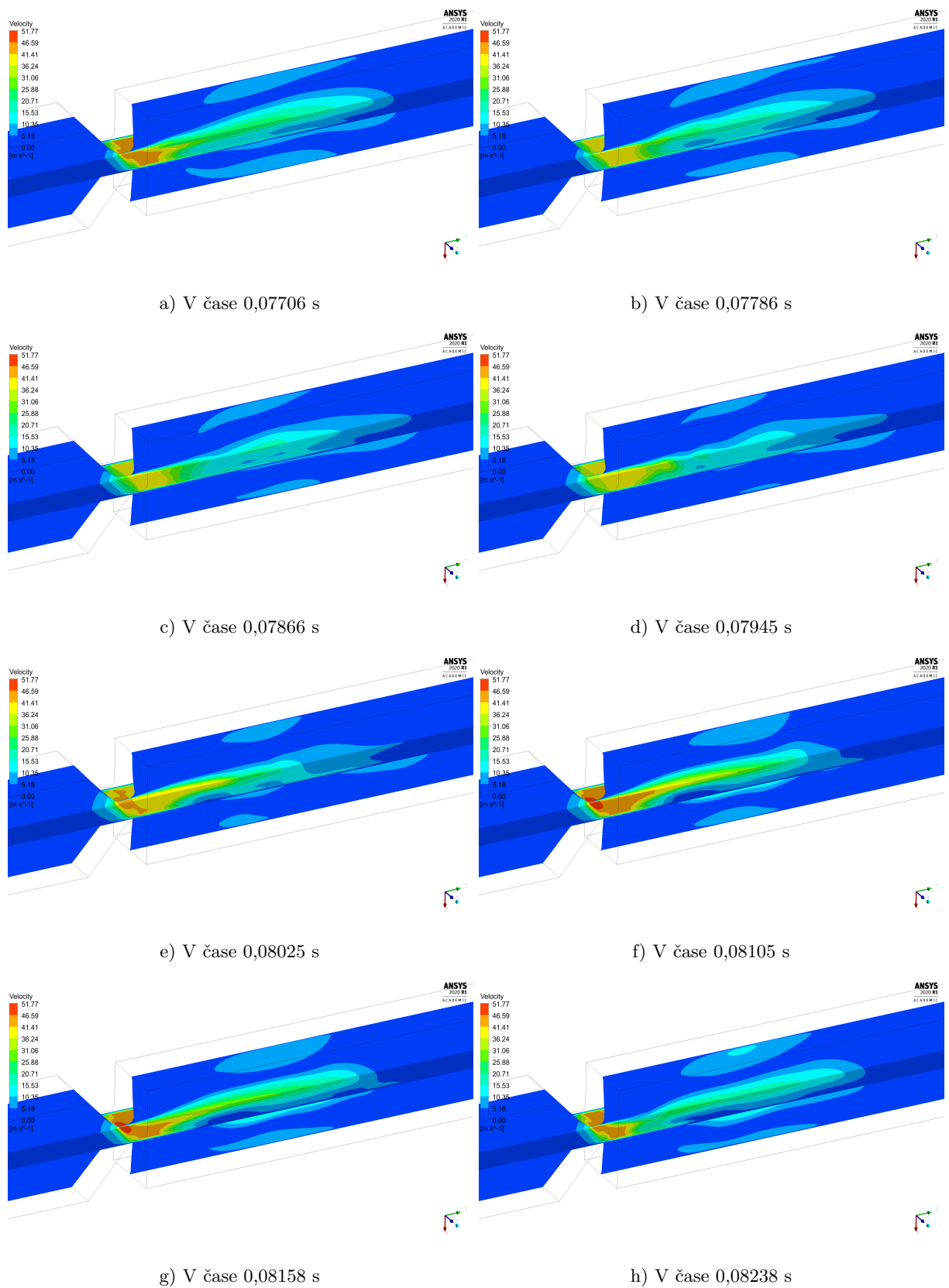
supraglotální části modelu. Dále se proudění ustaluje v laminární, čímž je uspokojena podmínka zmíněná v 3.1.1. Patrný je také pokles rychlosti proudění u stěn k nule, což je předepsáno okrajovou podmínkou.



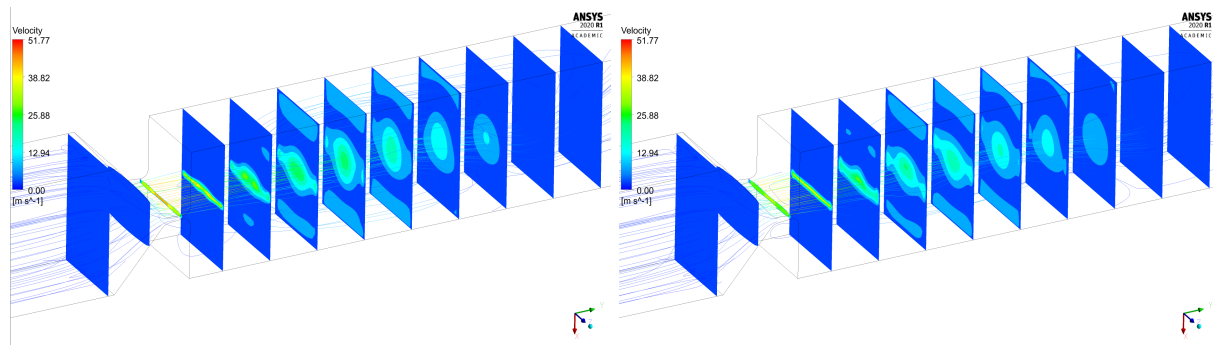
Obr. 4.10. Rychlost proudění ve vybraných bodech



Obr. 4.11. Asymetrie proudění v čase největšího propadu rychlosti (obr. 4.10)

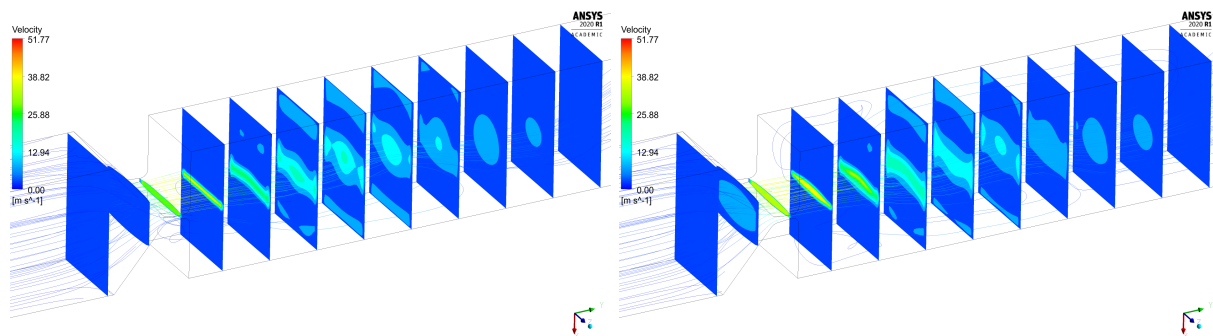


Obr. 4.12. Průběh rychlosti



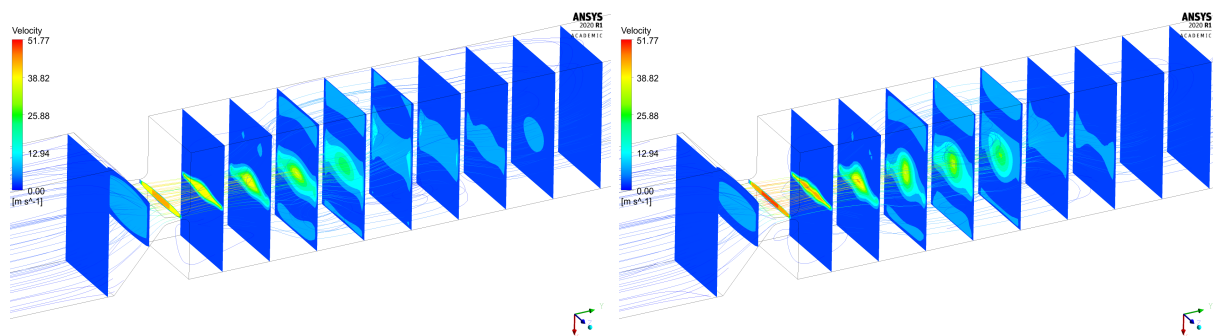
a) V čase 0,07706 s

b) V čase 0,07786 s



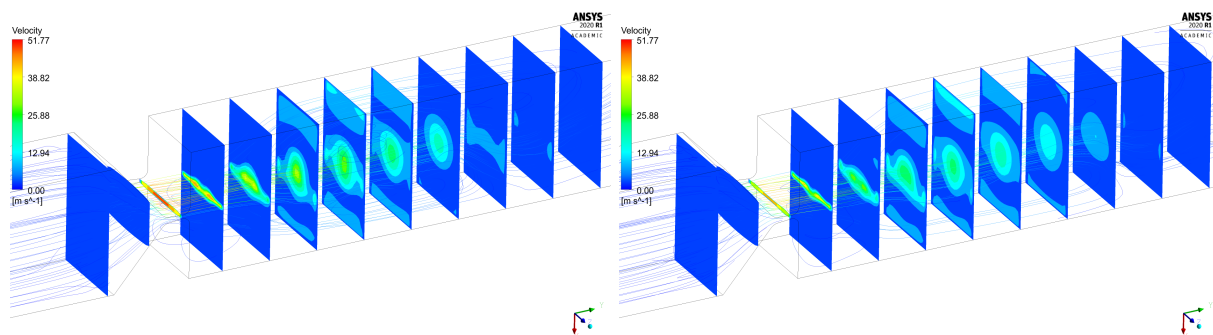
c) V čase 0,07866 s

d) V čase 0,07945 s



e) V čase 0,08025 s

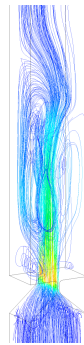
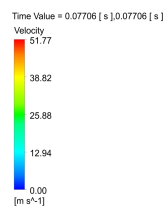
f) V čase 0,08105 s



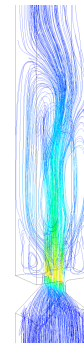
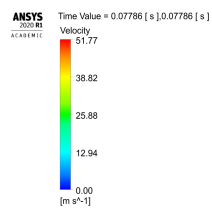
g) V čase 0,08158 s

h) V čase 0,08238 s

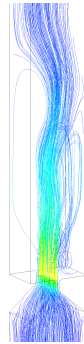
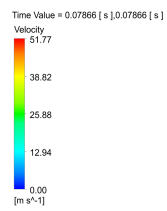
Obr. 4.13. Průběh rychlosti - transverzální řezy



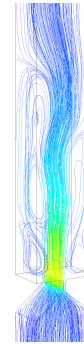
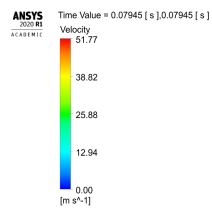
a) V čase 0,07706 s



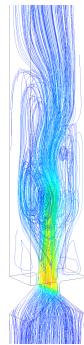
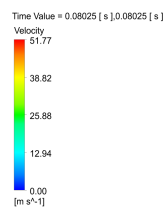
b) V čase 0,07786 s



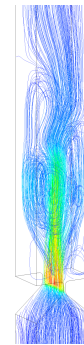
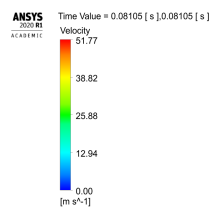
c) V čase 0,07866 s



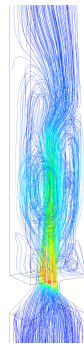
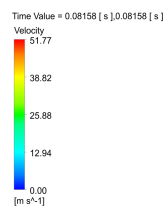
d) V čase 0,07945 s



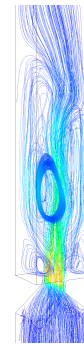
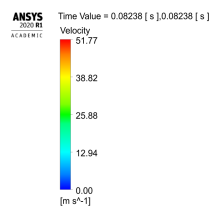
e) V čase 0,08025 s



f) V čase 0,08105 s



g) V čase 0,08158 s

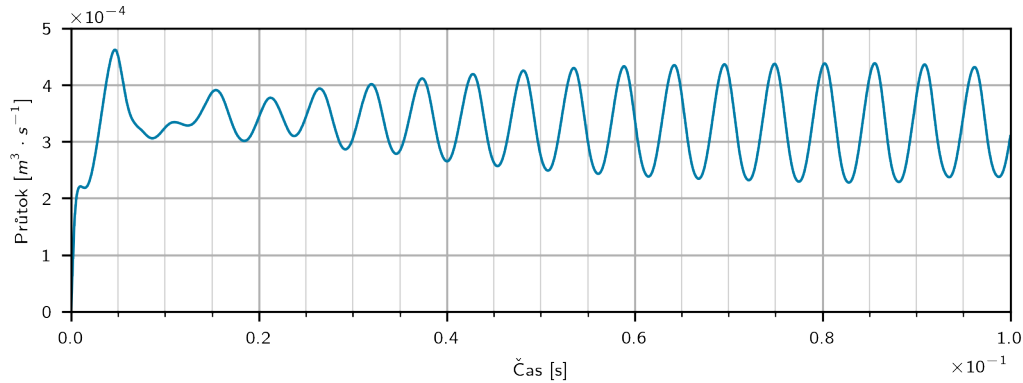


h) V čase 0,08238 s

Obr. 4.14. Průběh rychlosti - proudnice

4.2.2 Průtok

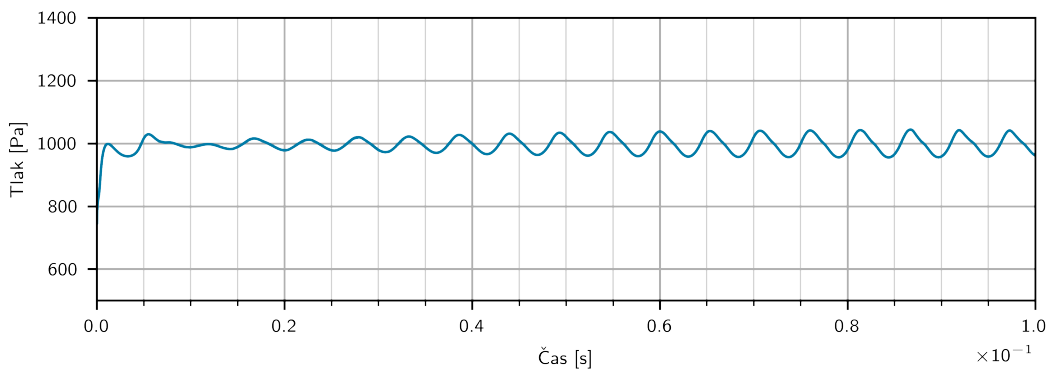
V transverzálním řezu v poloze bodu mezi hlasivkami byl vyhodnocen průtok, který je závislý na rychlosti proudění v celém zvoleném proměnném průřezu. Opět se zde projeví zanedbání kontaktu, a proto průtok neklesá k nule. Maximální hodnota průtoku v ustáleném kmitání $4,4 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ je podobná s maximální hodnotou obdrženu Alipourem [35], který ovšem zahrnul kontakt. Podobné hodnoty průtoku získal i Rosa, Vries, Alipour a Horáček [25, 36, 49, 50].



Obr. 4.15. Průtok v bodě mezi hlasivkami

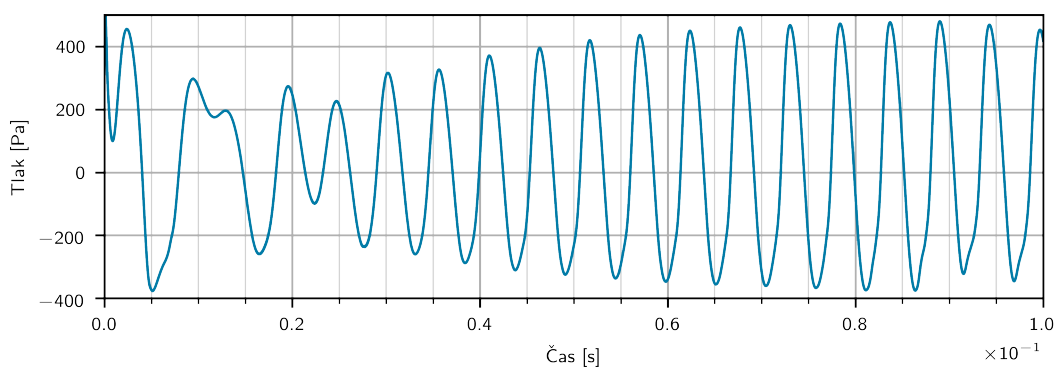
4.2.3 Tlak

Tlak vyšetřujeme ve stejných bodech jako u rychlostí (obr. 4.9). Nebudeme sledovat hodnotu na výstupu z modelu, protože v tomto místě se tlak blíží okrajové podmínce 0 Pa.

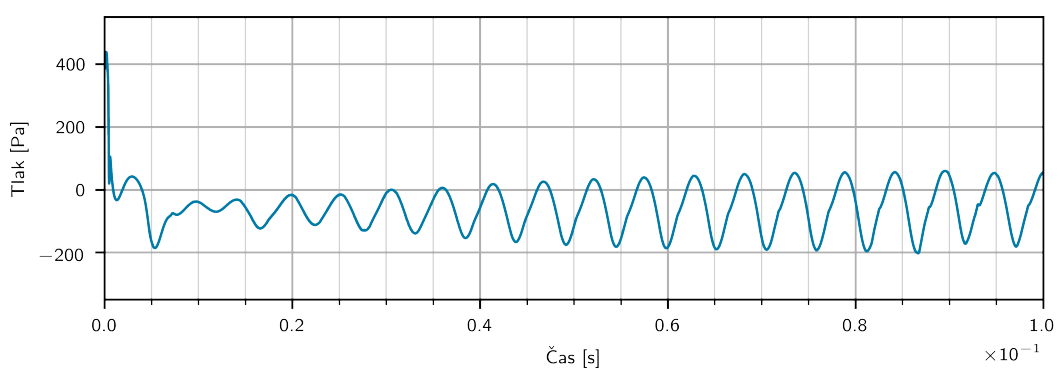


Obr. 4.16. Tlak v bodě pod hlasivkami

Tlak v bodě pod hlasivkami (obr. 4.16) téměř nemění hodnotu, osciluje kolem hodnoty tlaku předepsané na vstupu. Během kmitání se v oblasti mezi hlasivkami, kde pozorujeme i největší rozkmit (obr. 4.17 a 4.19f), objevuje záporná hodnota tlaku. To odpovídá Schererovu [52] i Thomsonovu [53] měření, že mezi hlasivkami dochází k největšímu poklesu tlaku. To je způsobeno značným omezením proudění vzduchu při návratu hlasivky z divergentního tvaru, vzniká

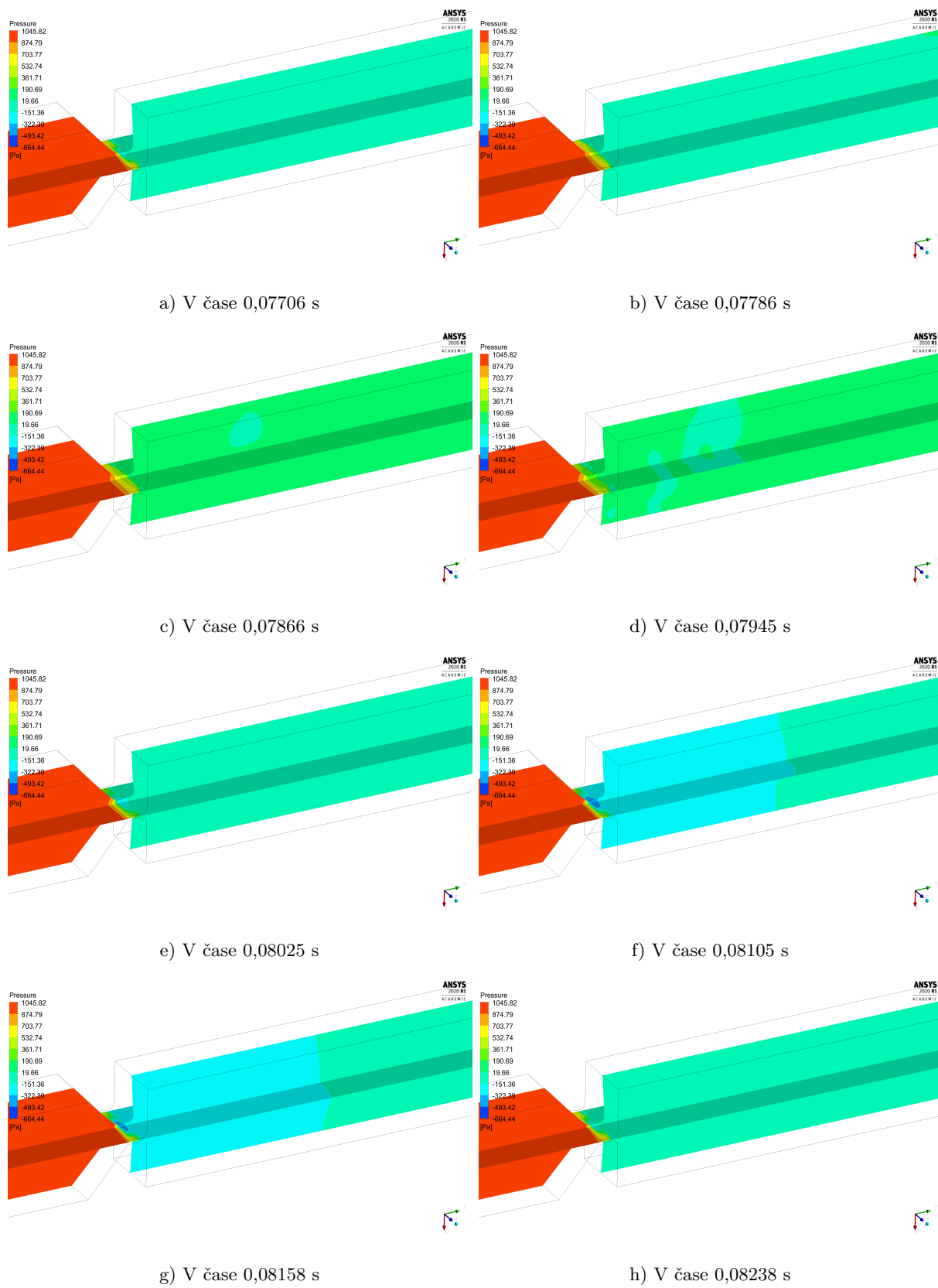


Obr. 4.17. Tlak v bodě mezi hlasivkami



Obr. 4.18. Tlak v bodě nad hlasivkami

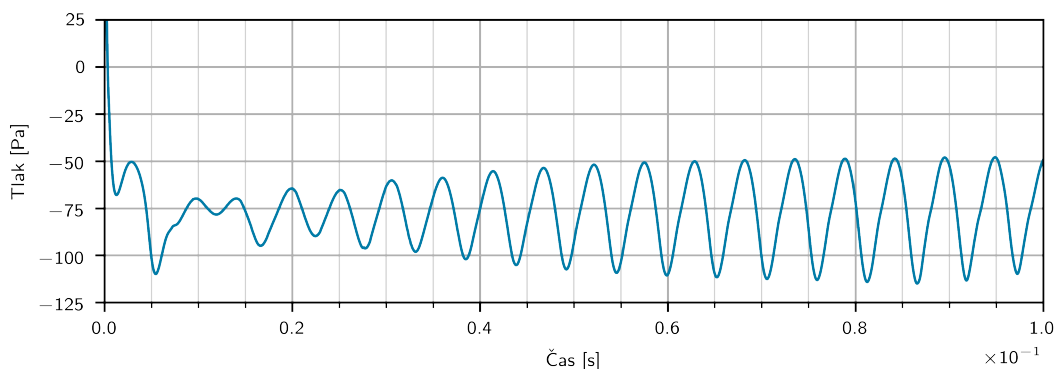
tedy podtlak. To můžeme pozorovat i v bodě na hlasivkách obr. 4.18, tlak v bodě nad hlasivkami rychle klesá a přibližuje hodnotě zadané na výstupu. Všechny zobrazené grafy pro tlak jsou ve stejném měřítku.



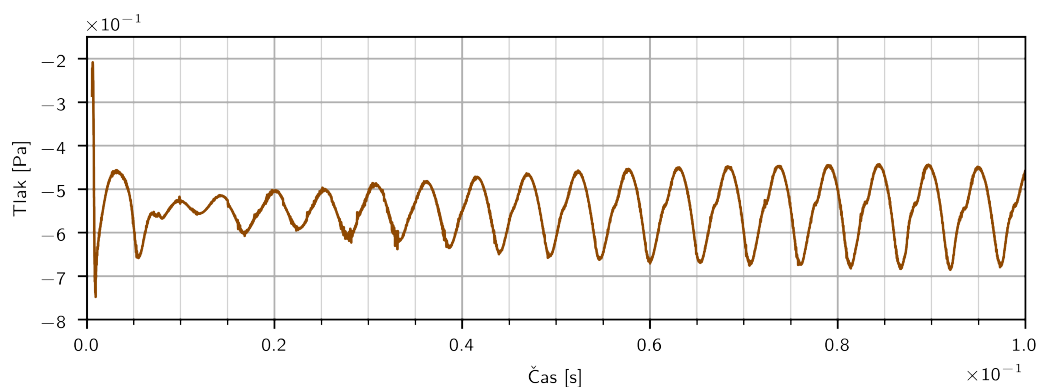
Obr. 4.19. Průběh tlaku

4.2.4 Akustika

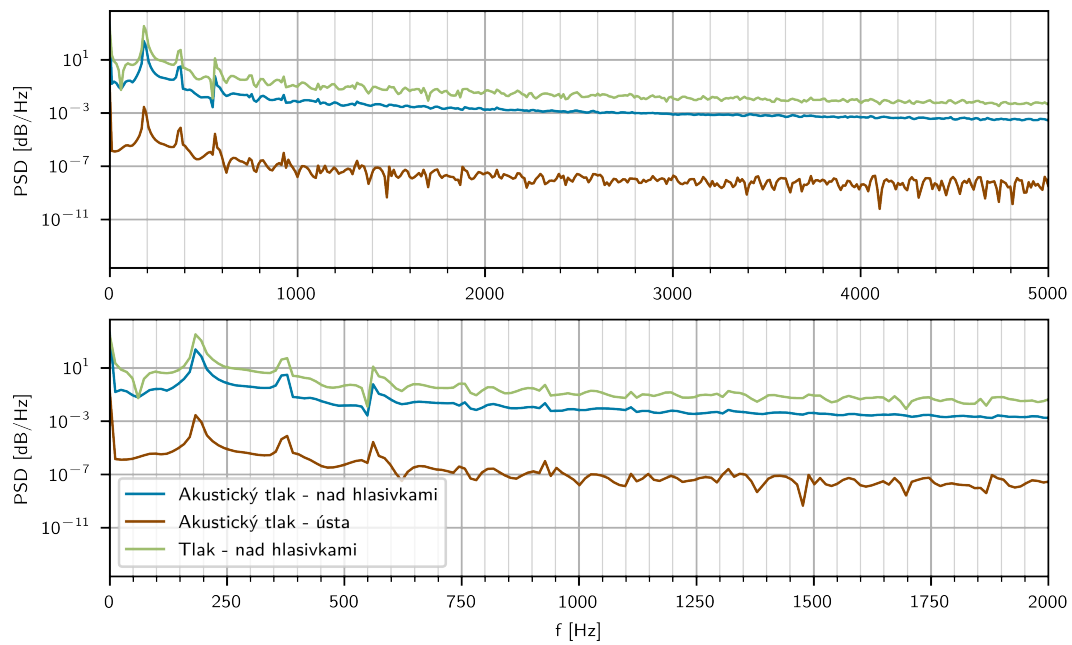
Vyhodnotili jsme akustické tlaky v receiverech definovaných v 3.2.2. Ze získaných dat jsme vytvořili spektrální hustoty, které ukazují násobky základní frekvence. Ty přibližně odpovídají třetí vlastní frekvenci kmitání hlasivek. U receiveru v blízkosti úst byl očekáván ve výkonové spektrální hustotě (obr. 4.22) projev některé z hodnot vlastních frekvencí fluidní části modelu. To se však v žádné míře neprojevilo a dominantní zůstávají stejné násobky jako u receiveru nad hlasivkami (obr. 4.22). Tato skutečnost je způsobena volbou zdrojů zvuku. Tím, že jsme zvolili jako zdroj zvuku pouze hlasivky, zanedbali jsme tak celý fluidní prostor, který významně ovlivňuje vrcholy pozorované v grafech výkonové spektrální hustoty. Proto nejsou očekávané frekvence z modální analýzy fluidního prostoru patrné, ale jsou zde viditelné pouze násobky oscilační frekvence hlasivek (zdroje). V příloženém grafu (obr. 4.22) jsme ještě vyhodnotili výkonovou spektrální hustotu tlaku nad hlasivkami. Vidíme, že hlasivky jako akustický zdroj, mají takřka stejné rozložení výkonové spektrální hustoty jako tlak z nestlačitelného proudění.



Obr. 4.20. Akustický tlak v receiveru nad hlasivkami



Obr. 4.21. Akustický tlak v receiveru v blízkosti úst



Obr. 4.22. Výkonová spektrální hustota v receiveru nad hlasivkami

4.3 Pozorování modulu System Coupling

K pozorování přesnosu informací mezi fluidním a strukturním prostředím jsme rozdělili hlasivky na části. Sledujeme zvláště plochu čela každé hlasivky a potom zbylé plochy dohromady v jednom časové kroku. Sledovanými hodnotami jsou průměrné posuvy a sumy síly.

Jak vidíme v tab. 4.1, pro plochy čel hlasivek je dominantní směr síly v ose x . Ve zbylých plochách je dominantní směr síly v ose y . Ve zbylé ose nepředpokládáme žádné změny a získaná data jsou převážně odchylky vzniklé v numerickém výpočtu.

	F_x [N]	F_y [N]	F_z [N]
plocha čela levé hlasivky	$-0,197 \cdot 10^{-1}$	$0,641 \cdot 10^{-2}$	$-0,853 \cdot 10^{-7}$
plocha čela pravé hlasivky	$0,197 \cdot 10^{-1}$	$0,641 \cdot 10^{-2}$	$0,166 \cdot 10^{-6}$
zbylé plochy	$0,102 \cdot 10^{-5}$	0,195	$0,241 \cdot 10^{-6}$

Tab. 4.1. Síly přenášené na strukturní část modelu

Podobně vypadají i hodnoty z posuvů (tab. 4.2), které jsou přenášeny na fluidní síť. Pro čela hlasivek jsou dominantní posuvy v ose x . Pro zbylé plochy jsou největší přenášené posuvy v ose y .

	D_x [m]	D_y [m]	D_z [m]
plocha čela levé hlasivky	$-0,109 \cdot 10^{-6}$	$0,322 \cdot 10^{-8}$	$-0,583 \cdot 10^{-12}$
plocha čela pravé hlasivky	$0,109 \cdot 10^{-6}$	$0,349 \cdot 10^{-8}$	$0,936 \cdot 10^{-11}$
zbylé plochy	$0,649 \cdot 10^{-11}$	$-0,460 \cdot 10^{-7}$	$0,669 \cdot 10^{-11}$

Tab. 4.2. Posuvy přenášené na fluidní část modelu

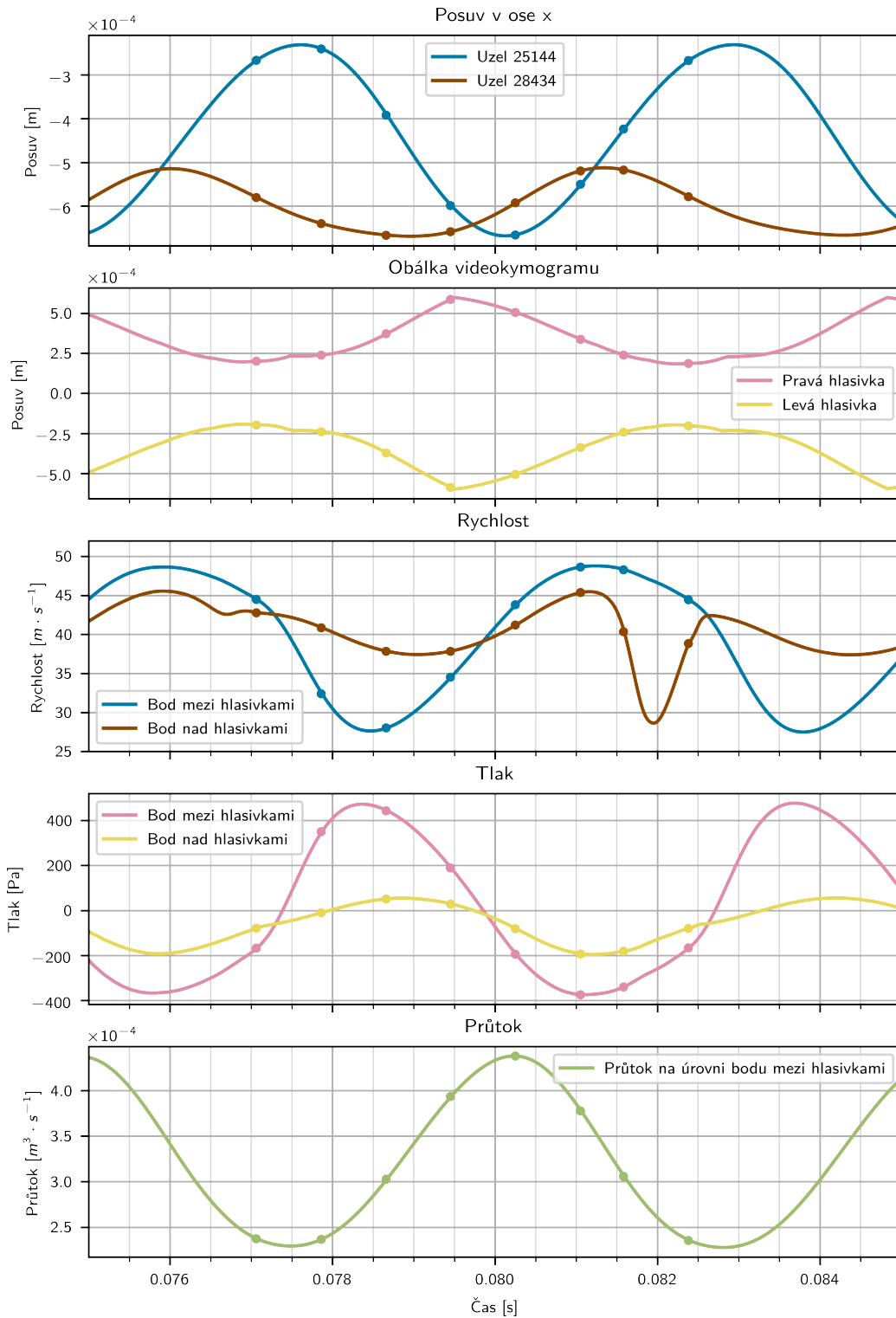
4.4 Vyhodnocení jednoho kmitu v souvislostech

Na obr. 4.23 vidíme jednotlivé veličiny vyhodnocené v jednom kmitu v čase od 0,075 s do 0,085 s. Body v grafu reprezentují časy, ve kterých jsme skrze obrázky ilustrovali průběhy jednoho kmitu v předešlých kapitolách.

Těsně po stavu nejvíce přiblížených hlasivek pozorujeme nejnižší rychlost proudění a nejvyšší tlak pro bod mezi hlasivkami. Tlak působí na hlasivky a oddaluje je (posuvy v ustáleném kmitání mají dominantní změnu v ose x , viz obr. 4.8a) a 4.8b)). Během tohoto oddálení klesá tlak a stoupá rychlost proudění.

Pokud se podíváme na stav nejvíce oddálených hlasivek, vidíme, že hodnoty tlaků postupně klesají. Deformovaná hlasivka při návratu do původní polohy zmenšuje šterbinu. Ovlivňuje rychlost změny tlaku a rychlosti proudění vzduchu. Při porovnání hodnot tlaku a rychlosti v bodě mezi hlasivkami si můžeme všimnout, že jejich průběh je zrcadlově otočený, což odpovídá zákonu zachování energie pro proudění – Bernoulliho rovnici.

Veličiny v bodech nad hlasivkami mají obecně nižší extrémní hodnoty a vykazují zpoždění. U rychlosti vidíme propad, který je způsobený asymetrií, při níž se proudění vychýlí k pravé stěně (obr. 4.11). Průtok, který je závislý na rychlosti v celém proměnném průřezu, je vyhodnocován v úrovni bodu mezi hlasivkami. Má nejvyšší hodnotu během přibližování hlasivek zpět k sobě (obr. 4.13e)).



Obr. 4.23. Vyhodnocení během jednoho kmitu

5 Závěr

Předmětem práce bylo provedení fluidně-strukturní analýzy s přidaným akustickým modelem vycházející z aktuálních poznatků uvedených v literatuře. Než však došlo k samotnému modelování daného problému, byla vypracována kapitola zabývající se anatomii hrtanu a k nim přilehlých horních a dolních cest dýchacích. Nebyla opomenuta ani morfologie tkání. Dále byl popsán fyziologický proces fonace a teorie vzniku zvuku v hrtanu: teorie zdroje a filtru a myoelasto-aerodynamická teorie fonace a s ní spjaté procesy.

Myoelasto-aerodynamická teorie fonace popisuje vznik zvuku jako závislost materiálových charakteristik a geometrie hlasivek, které jsou ovlivňovány svaly hrtanu předepínáním a přibližováním hlasivek k sobě, a proudu vzduchu z plic dodávající energii na kmitání hlasivek a přenosu zvuku. Popisuje tedy fluidně-strukturně-akustickou interakci.

Před samotným modelováním procesu samobuzeného kmitání hlasivek byla vypracována rešerše dříve provedeného výpočtového modelování fenoménu samobuzeného kmitání hlasivek. V této části byly zmíněny jak možné přístupy modelování, tak i publikované výsledky z jiných modelů. Do této části byly zahrnuty i experimenty na lidských nebo zvířecích preparátech a i uměle vytvořených modelech hlasivek z gumy nebo plexiskla. Důležitou součástí je kapitola materiálových charakteristik, ve které je provedena rešerše používaných modelů materiálu a stručný popis experimentů. Dle jednoho z experimentů vykazuje nepředpnutá hlasivka izotropní chování [43]. Zmíněny jsou také současné metody vyšetřování hlasivek *in vivo* jako například laryngoskopické metody, videokymografie nebo elektroglografie.

Model materiálu hlasivek použitý v této práci byl složených ze čtyř typů tkání: epitelu, povrchové vrstvy podslizničního vaziva, svalu a vazy. Každé vrstvě byl předepsán homogenní izotropní lineárně elastický model materiálu. Zadáváno bylo také proporcionální tlumení. Proud vzduchu vycházejícího z plic byl modelován jako nestlačitelné proudění pomocí Navier-Stokesových rovnic doplněný o model viskózního turbulentního proudění SST $k-\omega$. Zahrnut byl i akustický model Ffowcs Williams-Hawkings. Hlasivky byly na laterálních, anteriorních a posteriorních plochách uloženy nepohyblivě. Ve fluidním prostředí byl na vstupu předepsán tlak o hodnotě 1 kPa a na výstupu tlak 0 Pa.

V rámci strukturních výsledků byly vyhodnoceny posuvy vybraných bodů z čela levé hlasivky. Kmitání se po prvním výkmitu ustálí zhruba po třech přechodových periodách. Trajektorie bodů z čela hlasivek vykazují eliptické tvary, přičemž nejvýznamněji kmitají hlasivky v horizontálním směru. Kmitání hlasivek se přibližuje chování třetího vlastního tvaru získaného tlumenou modální analýzou.

Podmínkou pro vznik samobuzených oscilací je převrácení čela hlasivek z konvergentního do divergentního tvaru. Tento proces jsme pozorovali i s charakteristickými projevy hodnot tlaků a rychlostí proudění. Při divergentním postavení jsme dosáhli nejnižší, a navíc záporné hodnoty tlaku mezi hlasivkami. Naopak rychlost v ten samý okamžik dosáhla maximálních hodnot. Průběh tlaků a rychlostí mezi hlasivkami pak odpovídá předpokladu zákona o zachování energie – Bernoulliho rovnici.

Vyhodnoceny byly i výsledky průtoku mezi hlasivkami, které v maximálních hodnotách reflektovaly dřívější publikované hodnoty, ať už experimentálně naměřené nebo získané výpočtovým modelováním. V posledních zaznamenaných ustálených kmitech jsme měli možnost pozorovat asymetrické proudění vychylující se k pravé stěně.

Získané akustické tlaky jsme vyhodnotili pomocí výkonové spektrální hustoty. Na základě zvolených zdrojů zvuku pro akustický model jsme pozorovali násobky základní frekvence jak nad hlasivkami, tak u úst; podobný průběh jsme pozorovali i pro tlak nestlačitelného proudění.

Model fonace představený v této práci byl první aplikací fluidně-strukturně-akustické interakce s využitím programu *ANSYS®Academic Research Mechanical, Release 2020 R1* a *ANSYS®Fluent™* na našem ústavu. Ověřili jsme, že tato konfigurace je schopna samobuzeného kmitání hlasivek, proto je vhodné dále s tímto modelem pracovat a pokusit se implementovat kontakt mezi hlasivkami nebo zahrnout předpětí.

Literatura

- [1] BERG, Janwillem van den. Myoelastic-Aerodynamic Theory of Voice Production. *Journal of Speech and Hearing Research*. 1958, roč. 1, č. 3, s. 227–244. ISSN 0022-4685. Dostupné z DOI: [10.1044/jshr.0103.227](https://doi.org/10.1044/jshr.0103.227).
- [2] ČIHÁK, Radomír. *Anatomie 2*. Praha: Avicenum, 1988. ISBN 9788024747880.
- [3] ŠVEC, Jan. *Studium mechanicko-akustických vlastností zdroje lidského hlasu*. 1996. Dizertační práce. UPOL.
- [4] *Larynx & Thyroid: Laryngeal Cartilages* [online] [cit. 2021-02-17]. Dostupné z: <https://diyboe6750e2cu.cloudfront.net/i/cb933156b43b86b6716cf83fc78e6babdc9fe67d>.
- [5] TITZE, Ingo R.; ALIPOUR, Fariborz. *The myoelastic aerodynamic theory of phonation*. Iowa: National center for voice a speech, 2006. ISBN 978-0-87414-156-6.
- [6] TITZE, Ingo R. *Principle of Voice Production*. Englewood Cliffs, NJ: Prentice Hall, 1994. ISBN 0-13-717893-X.
- [7] *Muscles of the larynx: Anatomy, function, diagram* [online] [cit. 2021-02-17]. Dostupné z: [https://thumbor.kenhub.com/ujwjQ2cDg4Q-00YdjVHH2KSB_Q0=/fit-in/800x1600/filters:watermark\(/images/logo_url.png,-10,-10,0\):background_color\(FFFFFF\):format\(jpeg\)/images/library/13972/Muscles_of_larynx.png](https://thumbor.kenhub.com/ujwjQ2cDg4Q-00YdjVHH2KSB_Q0=/fit-in/800x1600/filters:watermark(/images/logo_url.png,-10,-10,0):background_color(FFFFFF):format(jpeg)/images/library/13972/Muscles_of_larynx.png).
- [8] *Larynx, trachea a bronchy: stavba a funkce* [online] [cit. 2021-02-17]. Dostupné z: https://www.wikiskripta.eu/index.php?title=Larynx,_trachea_a_bronchy_-_stavba_a_funkce%5C&oldid=440297.
- [9] BERG, Janwillem Van den; VENNARD, W.; BURGER, D.; SHERVANIAN, C. *Voice Production: The Vibrating Larynx [film]*. Stichting film en wetenschap, universitaire film, 1960.
- [10] *Coronal Section Through Larynx* [online] [cit. 2021-02-17]. Dostupné z: https://etc.usf.edu/clipart/56600/56649/56649_larynx.htm.
- [11] STARK, Paul. *Radiology of the trachea* [online] [cit. 2021-02-17]. Dostupné z: <https://www.uptodate.com/contents/radiology-of-the-trachea>.
- [12] *The Lungs and Air Passages* [online]. ClipArt ETC [cit. 2021-02-18]. Dostupné z: https://etc.usf.edu/clipart/44000/44050/44050_lungss.htm.
- [13] CNX, OpenStax. *Organs and Structures of the Respiratory System* [online] [cit. 2021-02-19]. Dostupné z: <http://cnx.org/contents/b76b2090-243e-429a-8144-2e45bda6ab75e8>.
- [14] HANZLOVÁ, Jitka; HEMZA, Jan. *Dýchací soustava (apparatus respiratorius, systema respiratorium)* [online]. Brno, 2013 [cit. 2021-02-17]. Dostupné z: https://is.muni.cz/do/fsps/e-learning/zaklady_anatomie/zakl_anatomieIII/pages/dychaci_soustava.html%5C#nosohltan---nasopharyns--pars-nasalis-pharyngis.
- [15] RADOLF, Vojtěch. *Přímá a inverzní úloha v akustice vokálního traktu člověka*. Praha, 2010. Disertační práce. České vysoké učení technické.
- [16] ŠVEC, Jan G.; SCHUTTE, Harm K.; CHEN, C. Julian; TITZE, Ingo R. Integrative Insights into the Myoelastic-Aerodynamic Theory and Acoustics of Phonation. Scientific Tribute to Donald G. Miller. *Journal of Voice* [online]. 2021 [cit. 2021-05-04]. ISSN 08921997. Dostupné z DOI: [10.1016/j.jvoice.2021.01.023](https://doi.org/10.1016/j.jvoice.2021.01.023).
- [17] FLANAGAN, J.; LANDGRAF, L. Self-oscillating source for vocal-tract synthesizers. *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics*. 1968, roč. 16, č. 1, s. 57–64. ISSN 0018-9278. Dostupné z DOI: [10.1109/TAU.1968.1161949](https://doi.org/10.1109/TAU.1968.1161949).
- [18] ISHIZAKA, K.; FLANAGAN, J. L. Synthesis of Voiced Sounds From a Two-Mass Model of the Vocal Cords. *Bell System Technical Journal*. 1972-07-08, roč. 51, č. 6, s. 1233–1268. ISSN 00058580. Dostupné z DOI: [10.1002/j.1538-7305.1972.tb02651.x](https://doi.org/10.1002/j.1538-7305.1972.tb02651.x).
- [19] ISHIZAKA, K.; ISSHIKI, N. Computer simulation of pathological vocal-cord vibration. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 1976, roč. 60, č. 5, s. 1193–1198. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: [10.1121/1.381221](https://doi.org/10.1121/1.381221).
- [20] STORY, Brad H.; TITZE, Ingo R. Voice simulation with a body-cover model of the vocal folds. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 1995, roč. 97, č. 2, s. 1249–1260. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: [10.1121/1.412234](https://doi.org/10.1121/1.412234).
- [21] TITZE, Ingo R.; STORY, Brad H. Rules for controlling low-dimensional vocal fold models with muscle activation. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2002, roč. 112, č. 3, s. 1064–1076. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: [10.1121/1.1496080](https://doi.org/10.1121/1.1496080).
- [22] ALIPOUR, Fariborz et al. Mathematical Models and Numerical Schemes for the Simulation of Human Phonation. *Current Bioinformatics*. 2011-09-01, roč. 6, č. 3, s. 323–343. ISSN 15748936.
- [23] ALIPOUR, Fariborz; BERRY, David A.; TITZE, Ingo R. A finite-element model of vocal-fold vibration. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2000, roč. 108, č. 6, s. 3003–3012. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: [10.1121/1.1324678](https://doi.org/10.1121/1.1324678).
- [24] THOMSON, S. L.; MONGEAU, L.; FRANKEL, S. H. Physical and numerical flow-excited vocal fold models. In: *Models and analysis of vocal emissions for biomedical applications: 3rd International Workshop MAVEBA*. Firenze, Italy: Firenze University Press, 2003, s. 147–150. ISBN 88-8453-154-3.
- [25] OLIVEIRA ROSA, Marcelo de; PEREIRA, José Carlos; GRELLET, Marcos; ALWAN, Abeer. A contribution to simulating a three-dimensional larynx model using the finite element method. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2003, roč. 114, č. 5. ISSN 00014966. Dostupné z DOI: [10.1121/1.1619981](https://doi.org/10.1121/1.1619981).

- [26] TAO, Chao; JIANG, Jack J.; ZHANG, Yu. Simulation of vocal fold impact pressures with a self-oscillating finite-element model. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2006, roč. 119, č. 6, s. 3987–3994. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: [10.1121/1.2197798](https://doi.org/10.1121/1.2197798).
- [27] COANDA, Henry. *Device for deflecting a stream of elastic fluid projected into an elastic fluid*.
- [28] MITTAL, Rajat; ERATH, Byron D.; PLESNIAK, Michael W. Fluid Dynamics of Human Phonation and Speech. *Annual Review of Fluid Mechanics*. 2013, roč. 45, č. 1, s. 437–467. ISSN 0066-4189. Dostupné z DOI: [10.1146/annurev-fluid-011212-140636](https://doi.org/10.1146/annurev-fluid-011212-140636).
- [29] XUE, Q.; ZHENG, X.; BIELAMOWICZ, S.; MITTAL, R. Sensitivity of vocal fold vibratory modes to their three-layer structure: Implications for computational modeling of phonation. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2011, roč. 130, č. 2, s. 965–976. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: [10.1121/1.3605529](https://doi.org/10.1121/1.3605529).
- [30] ŠVANCARA, Pavel; HORÁČEK, Jaromír; MARTÍNEK, Tomáš; ŠVEC, Jan G. Numerical simulation of videokymographic images from the results of the finite element model. In: *Engineering Mechanics*. 2014, s. 640–643. ISBN 978-80-214-4871-1. ISSN 1805-8248.
- [31] MATUG, Michal. *Náhradní hlasivky pro generování zdrojového hlasu: Počítačové modelování funkce hlasivek*. Brno, 2015. Dizertační práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství.
- [32] ZHANG, Cheng; ZHAO, Wei; FRANKEL, Steven H.; MONGEAU, Luc. Computational aeroacoustics of phonation, Part II: Effects of flow parameters and ventricular folds. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2002, roč. 112, č. 5, s. 2147–2154. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: [10.1121/1.1506694](https://doi.org/10.1121/1.1506694).
- [33] XUE, Qian; ZHENG, Xudong. The Effect of False Vocal Folds on Laryngeal Flow Resistance in a Tubular Three-dimensional Computational Laryngeal Model. *Journal of Voice*. 2017, roč. 31, č. 3, s. 275–281. ISSN 08921997. Dostupné z DOI: [10.1016/j.jvoice.2016.04.006](https://doi.org/10.1016/j.jvoice.2016.04.006).
- [34] AGARWAL, Meena; SCHERER, Ronald C. Effects of false vocal fold width on translaryngeal flow resistance. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2001, roč. 110, č. 5, s. 2762–2762. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: [10.1121/1.4777650](https://doi.org/10.1121/1.4777650).
- [35] ALIPOUR, Fariborz; SCHERER, Ronald C. Time-Dependent Pressure and Flow Behavior of a Self-oscillating Laryngeal Model With Ventricular Folds. *Journal of Voice*. 2015, roč. 29, č. 6, s. 649–659. ISSN 08921997. Dostupné z DOI: [10.1016/j.jvoice.2014.10.021](https://doi.org/10.1016/j.jvoice.2014.10.021).
- [36] VRIES, M. P. de; SCHUTTE, H. K.; VELDMAN, A. E. P.; VERKERKE, G. J. Glottal flow through a two-mass model: Comparison of Navier–Stokes solutions with simplified models. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2002, roč. 111, č. 4, s. 1847–1853. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: [10.1121/1.1323716](https://doi.org/10.1121/1.1323716).
- [37] VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W. *An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method*. 2nd ed. Harlow: Pearson/Prentice Hall, 2007. ISBN 978-013-1274-983.
- [38] ŠIDLOF, P.; ZÖRNER, S.; HÜPPE, A. A hybrid approach to the computational aeroacoustics of human voice production. *Biomechanics and Modeling in Mechanobiology*. 2015, roč. 14, č. 3, s. 473–488. ISSN 1617-7959. Dostupné z DOI: [10.1007/s10237-014-0617-1](https://doi.org/10.1007/s10237-014-0617-1).
- [39] *Ansys® Fluent, 2020 R1, Fluent User's Guide, PART III: SOLUTION MODE, Chapter 24, ANSYS, Inc.*
- [40] HORÁČEK, J.; ŠIDLOF, P.; ŠVEC, J.G. Numerical simulation of self-oscillations of human vocal folds with Hertz model of impact forces. *Journal of Fluids and Structures* [online]. 2005, roč. 20, č. 6, s. 853–869 [cit. 2021-03-18]. ISSN 08899746. Dostupné z DOI: [10.1016/j.jfluidstructs.2005.05.003](https://doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2005.05.003).
- [41] SVÁČEK, Petr; HORÁČEK, Jaromír. FE numerical simulation of incompressible airflow in the glottal channel periodically closed by self-sustained vocal folds vibration. *Journal of Computational and Applied Mathematics*. 2021, roč. 393. ISSN 03770427. Dostupné z DOI: [10.1016/j.cam.2021.113529](https://doi.org/10.1016/j.cam.2021.113529).
- [42] CHAN, Roger W.; TITZE, Ingo R. Viscoelastic shear properties of human vocal fold mucosa: Measurement methodology and empirical results. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 1999, roč. 106, č. 4, s. 2008–2021. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: [10.1121/1.427947](https://doi.org/10.1121/1.427947).
- [43] ZHANG, Zhaoyan; SAMAJDER, Himadri; LONG, Jennifer L. Biaxial mechanical properties of human vocal fold cover under vocal fold elongation. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2017, roč. 142, č. 4, s. EL356–EL361. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: [10.1121/1.5006205](https://doi.org/10.1121/1.5006205).
- [44] HÁJEK, Petr; ŠVANCARA, Pavel; HORÁČEK, Jaromír; ŠVEC, Jan G. Numerical Simulation of the Self-oscillating Vocal Folds in Interaction with Vocal Tract Shaped for Particular Czech Vowels. In: *Recent Global Research and Education: Technological Challenges* [online]. Cham: Springer International Publishing, 2017, s. 317–323 [cit. 2021-04-23]. ISBN 978-3-319-46489-3. Dostupné z DOI: [10.1007/978-3-319-46490-9_43](https://doi.org/10.1007/978-3-319-46490-9_43).
- [45] KLÍMA, Jaromír. *Výpočtové modelování funkce lidských hlasivek*. Brno, 2009. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství.
- [46] MIRI, Amir K. Mechanical Characterization of Vocal Fold Tissue: A Review Study. *Journal of Voice*. 2014, roč. 28, č. 6, s. 657–667. ISSN 08921997. Dostupné z DOI: [10.1016/j.jvoice.2014.03.001](https://doi.org/10.1016/j.jvoice.2014.03.001).
- [47] WANG, Xiaojian; JIANG, Weili; ZHENG, Xudong; XUE, Qian. A computational study of the effects of vocal fold stiffness parameters on voice production. *Journal of Voice*. 2021, roč. 35, č. 2. ISSN 08921997. Dostupné z DOI: [10.1016/j.jvoice.2019.09.004](https://doi.org/10.1016/j.jvoice.2019.09.004).

- [48] TANABE, Masahiro; ISSHIKI, Nobuhiko; SAWADA, Masaki. Damping Ratio of the Vocal Cord. *Folia Phoniatrica et Logopaedica*. 1979, roč. 31, č. 1, s. 27–34. ISSN 1421-9972. Dostupné z DOI: [10.1159/000264147](https://doi.org/10.1159/000264147).
- [49] ALIPOUR, F.; SCHERER, R.; KNOWLES, J. Velocity distributions in glottal models. *Journal of Voice*. 1996, roč. 10, č. 1, s. 50–58. ISSN 08921997. Dostupné z DOI: [10.1016/S0892-1997\(96\)80018-X](https://doi.org/10.1016/S0892-1997(96)80018-X).
- [50] HORÁČEK, Jaromír; URUBA, Václav; RADOLF, Vojtěch; VESELÝ, Jan; BULA, Vítězslav. Airflow visualization in a model of human glottis near the self-oscillating vocal folds model. *Applied and Computational Mechanics*. 2011, roč. 5, č. 1, s. 021–028.
- [51] ŠIDLOF, Petr; DOARÉ, Olivier; CADOT, Olivier; CHAIGNE, Antoine. Measurement of flow separation in a human vocal folds model. *Experiments in Fluids*. 2011, roč. 51, č. 1, s. 123–136. ISSN 0723-4864. Dostupné z DOI: [10.1007/s00348-010-1031-9](https://doi.org/10.1007/s00348-010-1031-9).
- [52] SCHERER, Ronald C.; TITZE, Ingo R.; CURTIS, James F. Pressure-flow relationships in two models of the larynx having rectangular glottal shapes. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 1983, roč. 73, č. 2, s. 668–676. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: [10.1121/1.388959](https://doi.org/10.1121/1.388959).
- [53] THOMSON, Scott L.; MONGEAU, Luc; FRANKEL, Steven H. Aerodynamic transfer of energy to the vocal folds. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2005, roč. 118, č. 3, s. 1689–1700. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: [10.1121/1.2000787](https://doi.org/10.1121/1.2000787).
- [54] ŠLAPÁK, Ivo; JANEČEK, Dalibor; LAVIČKA, Lukáš. *Vyšetřovací metody hlasu* [online]. Brno: Klinika dětské ORL Lékařské fakulty MU a Fakultní Nemocnice Brno [cit. 2021-03-01]. Dostupné z: https://is.muni.cz/elportal/estud/pdf/js09/orl/web/pages/7_2_vysetrovaci_metody_hlasu.html.
- [55] ŠVEC, Jan; ŠRAM, František; SCHUTTE, Harm. Videokymografie: Nová vysokofrekvenční metoda vyšetřování kmitů hlasivek. *Otorinolaryngologie a Foniatrie*. 1999, roč. 48, č. 3, s. 155–162.
- [56] SCHERER, Ronald C.; SHINWARI, Daoud; WITT, Kenneth J. De; ZHANG, Chao; KUCINSCHI, Bogdan R.; AFJEH, Abdollah A. Intraglottal pressure profiles for a symmetric and oblique glottis with a divergence angle of 10 degrees. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2001, roč. 109, č. 4, s. 1616–1630. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: [10.1121/1.1333420](https://doi.org/10.1121/1.1333420).
- [57] *Ansys® Mechanical APDL, 2020 R1, Structural Analysis Guide, Chapter 1, ANSYS, Inc.*
- [58] EWINS, D. J.; RAO, S. S; BRAUN, S. In: *Encyclopedia of Vibration*. Academic Press, 2002. ISBN 0-12-227085-1. Dostupné z DOI: [10.1006/rwvb.2001](https://doi.org/10.1006/rwvb.2001).
- [59] *Ansys® Fluent, 2020 R1, Fluent User's Guide, PART III: SOLUTION MODE, Chapter 29, ANSYS, Inc.*
- [60] *Ansys® Academic Research Mechanical, Release 2020 R1, Help System,*
- [61] HÁJEK, Petr. *Výpočtové modelování samobuzeného kmitání lidských hlasivek*. Brno, 2020. Dizertační práce. Vysoké učení technické v Brně, Ústav mechaniky těles, mecha- troniky a biomechaniky.
- [62] COURANT, R.; FRIEDRICHS, K.; LEWY, H. On the Partial Difference Equations of Mathematical Physics. *IBM Journal of Research and Development*. 1967, roč. 11, č. 2, s. 215–234. ISSN 0018-8646. Dostupné z DOI: [10.1147/rd.112.0215](https://doi.org/10.1147/rd.112.0215).
- [63] *Ansys® Fluent, 2020 R1, Fluent Theory Guide, Chapter 4, ANSYS, Inc.*
- [64] ŠIDLOF, Petr; HORÁČEK, Jaromír; ŘIDKÝ, Václav. Parallel CFD simulation of flow in a 3D model of vibrating human vocal folds. 2013, roč. 80, s. 290–300. ISSN 00457930. Dostupné z DOI: [10.1016/j.compfluid.2012.02.005](https://doi.org/10.1016/j.compfluid.2012.02.005).
- [65] *Ansys® Mechanical APDL, 2020 R1, Structural Analysis Guide, Chapter 5, ANSYS, Inc.*
- [66] *Ansys® Fluent, 2020 R1, Fluent Theory Guide, Chapter 28, ANSYS, Inc.*
- [67] *Ansys® Fluent, 2020 R1, Fluent Theory Guide, Chapter 3, ANSYS, Inc.*
- [68] *Ansys® Mechanical APDL, 2020 R1, Theory Reference, Chapter 14, ANSYS, Inc.*