



ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

Fakulta elektrotechnická

Katedra radioelektroniky

Analýza kmitání vzdušného sloupce a ozvučny varhanní píšťaly

Analysis of the vibration of the air column and the body of an organ pipe

Diplomová práce

Studijní program: Komunikace, multimédia a elektronika (magisterský)

Studijní obor: Multimediální technika (magisterský)

Vedoucí práce: Prof. Ing. Pavel Sovka, CSc.

Konzultant: Ing. Zdeněk Otčenášek, Ph.D.

Bc. Matěj Chvalkovský

Praha 2013

Abstrakt

Cílem této práce je shrnout dosavadní poznatky týkající se problematiky vlivu materiálu, ze kterých jsou vyrobeny varhanní píšťaly, na jejich zvuk a zejména pak vibrační stěny píšťal na dění uvnitř vzdušného sloupce. Dále pak přinést shrnutí metody Particle Image Velocimetry (PIV) a navrhnout experiment, který by za použití této metody zkoumal právě vliv vibrační stěny varhanní píšťaly na vzdušný sloupec.

Data naměřená v rámci navrženého experimentu jsou dále zpracována takovým způsobem, který umožní jejich jednoduché další zpracování, zobrazení a další analýzu. Nakonec autor diskutuje vhodnost aplikace této metody na hledání tohoto fenoménu a navrhuje modifikaci experimentu, která by mohla přinést lepší výsledky.

Klíčová slova: integrální laserová anemometrie, PIV, varhanní píšťala, proudění vzduchu, vibrace, měření, analýza, laser, vysokorychlostní kamera

Abstract

The aim of this paper is to summarize current knowledge about the influence of the material the organ pipes are made of on the quality of their sound and especially the influence of the vibrations of the pipe walls on the air column. Furthermore, the paper provides a summary of Particle Image Velocimetry (PIV). The author then proposes an experiment that studies the effects of vibrating organ pipe wall on the air column by using this method.

Data acquired during the proposed experiment are further processed in a way that allows their easy additional processing, display and analysis. Finally, the author discusses the suitability of this method to search for this phenomenon and proposes modification of the experiment that could yield better results.

Keywords: Particle Image Velocimetry, PIV, organ pipe, airflow, vibration, measurement, analysis, laser, high-speed camera

Poděkování

Rád bych poděkoval vedoucímu této práce, panu profesoru Pavlu Sovkovi, a konzultantovi, panu doktoru Zdeňku Otčenáškov, za jejich velkou pomoc při tvorbě této práce a za ochotu, s jakou se mi věnovali.

Musím rovněž poděkovat své rodině, bez níž by tato práce nikdy nevznikla.

Obsah

1. Úvod	1
2. Rozbor problematiky	2
2.1. Popis varhanních píšťal	2
2.1.1. Retné píšťaly	2
2.1.2. Vliv parametrů retných píšťal na zvuk	3
2.1.3. Jazykové píšťaly	4
2.1.4. Vliv parametrů jazykových píšťal na zvuk	5
2.2. Dříve provedené výzkumy a měření	6
2.2.1. Dřevěné dechové nástroje	6
2.2.2. Žest'ové dechové nástroje	8
2.2.3. Varhanní píšťaly	9
3. Popis metody Particle Image Velocimetry	10
3.1. Stopovací částice	11
3.2. Pole posunutí	11
3.3. Vzor stopovacích částic	12
3.4. Zobrazení	14
3.5. Analýza	15
3.6. Shrnutí	17
4. Inventář experimentu	18
4.1. Měřená píšťala	18
4.1.1. Materiál píšťaly	19
4.1.2. Geometrické parametry píšťaly	20
4.1.3. Zapojení a uchycení píšťaly	20
4.1.4. Výška tónu píšťaly	21
4.2. Použité měřicí přístroje a vybavení	22
4.2.1. Laser	22
4.2.2. Kamera	23
4.2.3. Filtr	23
4.2.4. Zdroj stopovacích částic	23
4.2.5. Pásmová propust	23
4.2.6. Generátor TTL signálu	24
4.2.7. Dynamic Studio	24

4.2.8. MATLAB.....	25
5. Provedená měření.....	25
5.1. Zkušební měření.....	25
5.1.1. Koncentrace stopovacích částic	26
5.1.2. Volba objektivu.....	27
5.1.3. Nastavení laseru a objektivu	27
5.1.4. Softwarové nastavení časování měření.....	28
5.1.5. Algoritmus pro výpočet PIV.....	28
5.2. Finální měření.....	30
5.2.1. Konfigurace měření	30
5.2.2. Měřené režimy buzení píšťaly	33
5.2.3. Kalibrace měření.....	35
5.2.4. Výstup měření.....	36
6. Zpracování dat	36
6.1. Předzpracování, import, zobrazení	36
6.1.1. Předpoklady správné funkce skriptu pro import.....	37
6.1.2. Výstup skriptu.....	38
6.1.3. Struktura dat po jejich načtení	38
6.1.4. Souřadný systém dat	39
6.1.5. Uložení dat a jejich další zobrazení	40
6.2. Kontrola validity dat	41
6.2.1. Numerické ověření.....	41
6.2.2. Grafické ověření.....	44
7. Analýza	45
7.1. Vzájemná korelace sousedních bodů přes prostor v jednom čase	45
7.2. Autokorelace v jednom bodě a čase.....	48
7.3. Vliv směrodatné odchylky	53
7.4. Diskuze výsledků analýzy	56
8. Závěr	59
9. Použitá literatura	60
10. Dodatek.....	62
10.1. Tabulky.....	62
10.2. Obrazová příloha.....	64

1. Úvod

Varhany jsou největší a mechanicky nejsložitější hudební nástroj, který je v podobě, v jaké se s ním setkáváme dnes, znám již od 14. století. Potkáváme se s nimi zejména v církevních stavbách - křesťanských kostelích i židovských synagogách. Jsou stejně obyklé jak ve velkolepých katedrálách, tak i v malých venkovských kostelících. Zde jsou zpravidla k vidění historické nástroje, výjimkou však nejsou ani moderní elektrifikované varhany, které jsou častou součástí koncertních sání. K největšímu rozkvětu varhanní hudby došlo v době baroka, svojí renesancí si tento nástroj prošel v romantismu. I dnes je varhanní hudba vyhledávaným kulturním zážitkem.

Po celou dobu existence varhan se varhanáři i varhaníci snažili určit, které vlastnosti varhan, zejména pak píšťal, mají vliv na jejich zvuk. Bylo experimentováno s množstvím materiálů, ať již různými kovy či jejich slitinami nebo dřevem, byl hledán optimální tvar, délka. Velice intenzivní bylo toto hledání v první polovině 20. století. K významnému zpřesnění představ o tom, jak se chovají nejen varhany, ale i hudební nástroje obecně, došlo později s nástupem moderní výpočetní techniky. Výsledky výzkumů pojednávajících o vlivu vibrační stěny píšťaly (potažmo volby materiálu) však jsou často protichůdné. Tyto práce navíc dlouho stavěly pouze na subjektivních poslechových testech, nikoli na objektivních měřeních.

Cílem této práce je navrhnout experiment, který umožní pozorovat chování vzdušného sloupce uvnitř píšťaly pomocí metody PIV (Particle Image Velocimetry), provést měření, naměřená data řádně anotovat a uspořádat v databázi měření a případně se pokusit posoudit možnosti aplikace metody PIV na kvalifikaci a kvantifikaci vlivu vibrační stěny píšťaly na kmitání vzdušného sloupce a tedy i zvuk píšťaly.

Autor si toto téma diplomové práce vybral z několika důvodů. Jedním z nich je jeho záliba v hudbě. Sám totiž uvažoval o studiu na Hudební fakultě Akademie múzických umění. Velice zajímavé je i spojení této problematiky s aplikací metody PIV, která se dnes prosazuje v nejrůznějších průmyslových odvětvích od výzkumu chování proudění v klimatizacích po její využití v leteckém a automobilovém průmyslu.

2. Rozbor problematiky

2.1. Popis varhanních píšťal

Popis uvedený v této podkapitole je extrakcí z knihy Kapitoly o varhanách [1], zejména pak kapitol 2. a 3.

Varhanní píšťaly, stejně jako ostatní hudební nástroje, sestávají ze tří základních částí. Jedná se o excitátor, oscilátor a rezonátor. Na výsledný charakter zvuku pak mají vliv všechny tři tyto jednotlivé části. V případě varhanní píšťaly je excitátorem proud vzduchu hnaný do úst píšťaly vzdušnicí, oscilátorem je u retných píšťal vzdušný jazýček, u jazykových píšťal je to jazýček (labium) a rezonátorem je vzdušný sloupec v ozvučně píšťaly.

Důležitá je efektivita přenosu zvukové energie těchto částí. Ta část, která je energeticky dominantní, má také největší vliv na zvuk nástroje. U varhanní píšťaly je dominantním prvkem ve spřaženém akustickém systému rezonátor, tedy sloupec vzduchu. Geometrické vlastnosti ozvučny tak mají zásadní vliv na výsledný zvuk, na výšku tónu i jeho barvu.

2.1.1. Retné píšťaly

Retné píšťaly neobsahují žádné pohyblivé části, oscilátorem je zde tzv. vzdušný jazýček. Ten vzniká díky vzdušným turbulencím, které se objevují, když dochází k vedení vzduchu úzkou štěrbinou. Periodicita těchto turbulencí se projeví vznikem tzv. třecích tónů. Frekvence třecích tónů je dána rychlostí proudění vzduchu v a výškou výřezu úst u a můžeme ji popsat vztahem

$$f_n = \text{konst} \cdot \frac{v}{u}. \quad (1)$$

Tento vztah však platí pouze přibližně. Navíc se nejedná o čistý tón, protože jeho spektrum obsahuje spoustu maxim, která navzájem nejsou v harmonických vztazích. Třecí tón má tedy spíš charakter pásmově omezeného šumu. Výška tónu píšťaly je pak

dána hlavně vlastnostmi rezonátoru, tedy kmitáním vzduchového sloupce, které také zpětně ovlivňují dění v ústech píšťaly.

Rozložení stojatého vlnění v ozvučně píšťaly je takové, že na začátku ozvučny u úst píšťaly je vždy rychlostní kmitna a tlakový uzel. Jedná-li se o otevřenou píšťalu, je i na jejím konci rychlostní kmitna a tlakový uzel, jedná-li se o píšťalu krytou, je na jejím konci rychlostní uzel a tlaková kmitna.

Frekvence harmonických složek tónu otevřené píšťaly jsou dány vztahem

$$f_n = k \frac{c}{4h}, \quad (2)$$

kde k je přirozené číslo udávající pořadí harmonické, c je rychost šíření zvuku ve vzduchu a h je délka vzdušného sloupce.

Frekvence harmonických složek tónu kryté píšťaly jsou dány vztahem

$$f_n = (2k - 1) \frac{c}{4h}, \quad (3)$$

Z uvedeného vztahu je patrné, že spektrum tónu kryté píšťaly obsahuje pouze liché harmonické.

2.1.2. Vliv parametrů retných píšťal na zvuk

Nejdůležitějším parametrem majícím vliv na vlastnosti tónu retné píšťaly je tlak vzduchu, který je do ní vháněn. Na tlaku závisí základní frekvence tónu. Ta se s rostoucím tlakem zvyšuje. S rostoucím tlakem také roste vyzařovaný akustický výkon. Tlak má však rovněž vliv na barvu tónu. Vlivem korekce délky vzdušného sloupce na otvor a ústa píšťaly, které jsou frekvenčně závislé, dochází k tomu, že vyšší harmonické tónu neodpovídají maximům rezonátoru, které jsou posunuty výš, než by se měly teoreticky nacházet. Tímto způsobem vzniká neharmoničita vyšších rezonancí. S rostoucí tlakem však roste základní frekvence tónu, a proto je první harmonická zeslabována, zatímco vyšší harmonické jsou čím dál tím silnější. Neharmoničita vyšších rezonancí také roste s rostoucím průměrem píšťaly. Mnohem více se tedy projeví u široce menzurovaných píšťal.

Vliv na výsledný tón mají také vlastnosti úst píšťaly. Důležitým parametrem je poloha horního rtu vůči průlince, která určuje vlastnosti spektra. Jak již bylo řečeno, výška výřezu ovlivňuje základní frekvenci třetího tónu. Zvětšení výšky výřezu má však vliv i na snížení obsahu vyšších harmonických a také na nasazení tónu, tedy na časový vývoj spektra tónu. Na výšku tónu má vliv i šířka průlinky a objem úst píšťaly. Se zvětšující se šířkou průlinky rovněž roste hlasitost.

Nejzásadnější vliv na tón však mají parametry vzdušného sloupce. Jeho délka určuje výšku tónu. Výška tónu je ale dána i tvarem ozvučny. Na barvě tónu se potom projevuje průměr píšťaly. S rostoucím průřezem píšťaly klesá podíl vyšších harmonických.

V neposlední řadě se na barvě tónu podílí i mechanické vlastnosti ozvučny. Jde hlavně o mechanickou tuhost, respektive poddajnost použitého materiálu.

2.1.3. Jazykové píšťaly

Oscilátorem jazykových píšťal je jazýček. Jedná se o tuhý kmitající pásek v pouzdře. Jazýčky se dělí na průrazné a nárazné. Průrazný jazýček má menší rozměr, než otvor v pouzdře. Proto může vykonávat symetrické kmity kolem rovnovážné polohy. Nárazný jazýček má menší rozměry, než je otvor v pouzdře, a tedy vykonává pohyby pouze směrem ven z pouzdra.

Rozložení stojatého vlnění je u ústí ozvučny jazykové píšťaly stejné, jako je tomu u píšťal retných, pouzdro jazýčku je však rychlostním uzlem a tlakovou kmitnou. Z toho vyplývá, že spektrum stojatého vlnění v ozvučně obsahuje, podobně jako u retných píšťal s krytou ozvučnou, pouze liché harmonické složky.

Výška tónu je dána geometrickými rozměry a materiálem jazýčku. Dá se popsat vztahem

$$f_n = k \frac{d}{l^2}, \quad (4)$$

kde k je konstanta materiálu, d je tloušťka jazýčku a l je volná délka jazýčku.

2.1.4. Vliv parametrů jazykových píšťal na zvuk

Zásadní vliv na barvu tónu má typ jazýčku. Pohyb průrazného jazýčku je téměř sinusový, jeho spektrum tak není moc bohaté na vyšší harmonické složky. Nesymetrický pohyb nárazného jazýčku způsobuje to, že je spektrum jeho tónu velmi bohaté na vyšší harmonické, a to jak na liché, tak i sudé.

Typ jazýčku také určuje závislost na tlaku vzduchu. U průrazného jazýčku je vliv minimální, s rostoucím tlakem však frekvence kmitů klesá. Závislost frekvence tónu nárazného jazýčku na tlaku je ale zásadní. S rostoucím tlakem frekvence stoupá a rozdíl může být až v rozsahu jedné oktávy.

Stejně jako u retných píšťal šířka průlinky, u jazykových píšťal šířka a tloušťka jazýčku ovlivňuje hlasitost tónu a jeho barvu. Jazýčky geometricky bližší kmitajícímu pásku mají spektrum kmitů bohaté na vyšší harmonické. U jazýčků bližších tyčím je spektrum kmitání chudší na vyšší harmonické, zato se v něm objevují neharmonické složky. Důležitým faktorem je i zakřivení jazýčku, které ovlivňuje hlasitost tónu a jeho nasazení.

Rozměry ozvučny mají vliv na výšku tónu i jeho barvu. Podle délky se dělí na ozvučnice přirozené délky, ozvučnice prodloužené a ozvučnice zkrácené. Ozvučnice přirozené délky mají polohy prvních maxim spektra stojatého vlnění odpovídající maximům jazýčku, a proto mají plný tón. Ozvučnice s prodlouženou délkou (zpravidla na dvojnásobek) si ponechají stejnou základní výšku tónu, která je dána energeticky významnějším jazýčkem, spektrum jejich tónu je však chudší na vyšší harmonické. Naopak u ozvučen se zkrácenou délkou dochází k posunu základní frekvence o jednu či více oktáv výš, tón je navíc bohatší na vyšší harmonické.

Šířka ozvučny má vliv na hlasitost a barvu tónu stejně, jako je tomu u retných píšťal. Stejný vliv má i zvolený materiál.

2.2. Dříve provedené výzkumy a měření

Výrobci hudebních nástrojů i hudebníci, kteří je používají, jsou přesvědčeni, že na výsledný zvuk nástroje má vliv jak výběr materiálu, tak technické zpracování (například tloušťka stěn píšťal). Experimenty s výběrem materiálu jsou stejně staré jako historie nástrojů samotných. S nástupem moderní techniky se však objevuje snaha o exaktní popis vztahu mezi použitými materiály a dalšími faktory na jedné straně a charakterem tónu na straně druhé.

Pro potřeby naší práce jsou významné zejména výzkumy, které můžeme v zásadě rozdělit podle dvou kritérií. Prvním je nástroj, který je objektem výzkumu. Na jedné straně nás jednoznačně zajímají výsledky, ke kterým se došlo při zkoumání varhanních píšťal, na straně druhé výzkum jiných nástrojů, které se svým charakterem varhanním píšťalám blíží. Jde o dechové nástroje jak dřevěné (zobcová flétna, příčná flétna, klarinet), tak žesťové (trubka). Dalším kritériem, podle kterého můžeme již provedené výzkumy rozdělit, je způsob sběru dat. Výzkumy byly prováděny buď objektivní (exaktní měření, použití umělých úst) nebo subjektivní (poslechové testy, hra profesionálních hudebníků).

2.2.1. Dřevěné dechové nástroje

Dnešní dřevěné dechové nástroje jsou vyráběny nejen ze dřeva, ale ve snaze dosáhnout co nejdokonalejšího zvuku se používají i drahé kovy (stříbro, zlato, platina) či jejich slitiny. Majitelé takových nástrojů jsou ochotni přísahat, že jsou pouhým uchem schopni rozeznat rozdíly mezi různými materiály.

Jak shrnuje Backus [3], ve výzkumech tohoto tématu u klarinetů docházelo zpočátku k dosti rozporuplným výsledkům. Boner a Newman tvrdí, že rozdíl mezi dřevěným a kovovým klarinetem je zásadní. Zatímco dřevěný má mít přirozený, plný tón, kovový má znít mdle a prázdňě. Oproti nim ale Parker přichází s jiným výzkumem, který ukazuje, že jsou-li experimenty prováděny v kontrolovaném prostředí a objektivně, rozdíly mezi materiály mizí. Spektra tónů klarinetů z obou materiálů jsou si překvapivě

podobná, a dokonce jsou v nich větší rozdíly mezi sousedními pultóny jednoho nástroje než mezi stejnými tóny různých nástrojů.

Další výzkum v tomto směru provedl v roce 1964 Backus [3], který opět zvolil objektivní přístup k měření klarinetů. Vycházel z myšlenky, že to, co může ovlivňovat výsledný zvuk, je vibrace jazýčku, který následně rozkmitá celé tělo nástroje. Toto kmitání je pak buď vyzařováno tělem nástroje, nebo ovlivňuje kmitání vzdušného sloupce uvnitř.

Klarinetu byl odebrán koncový zvon, všechny tónové dírky byly zavřeny a klarinet byl připojen na hliníkovou trubici, která byla neprůzvučně utěsněna od okolí. Do náústku klarinetu byl vložen mikrofon a byla zde změřena intenzita stojatého vlnění. Při hře na tento nástroj bylo mikrofonem v náústku ověřeno, že dochází pouze k minimálním změnám harmonických po připojení na hliníkovou trubku. Zvuk tohoto aparátu byl téměř neslyšný. I když nástroj poměrně silně vibroval, bylo jasné, že zvuk těchto vibrací bude naprosto maskován samotným tónem. Poté bylo ověřeno, že hladina intenzity zvuku těchto vibrací je přibližně 50 dB pod úroveň hladiny intenzity zvuku samotného nástroje. Stejně výsledky se dostavily při měření klarinetů u různých materiálů a následně i u dalších nástrojů (zobcová flétna, hoboje, fagot).

Coltman [5] provedl subjektivní měření s příčnými flétnami z různých materiálů (stříbro, měď a dřevo). Na nástroje hrál autor a čtyři další profesionálové, přičemž byly provedeny poslechové testy na 27 posluchačích. Bylo dospěno k závěru, že ani zkušení posluchači ani hráči na tyto nástroje nejsou schopni rozlišit jednotlivé materiály ani tloušťku stěn nástroje, i když jsou tyto rozdíly hodně výrazné.

Výrobci nástrojů ani hudebníci s takovými výsledky samozřejmě nebyli spokojeni a nadále tvrdili, že rozdíly poznají. Jejich potvrzení nicméně přinesla Renate Linortner v roce 2001 [6]. Linortner zkoumala sedm příčných fléten z různých materiálů (stříbro, zlato různých ryzostí, platina). Na nástroje hrálo sedm profesionálních flétnistů stupnice, jednotlivé tóny i hudební skladbu. Následně byla provedena analýza nahraných signálů a také poslechové testy na patnácti profesionálních flétnistech včetně těch, kteří pokusné signály nahráli.

Objektivní analýza signálů ukázala, že mezi jednotlivými nástroji jsou minimální, uchem nerozpoznatelné rozdíly. Rozdíly mezi hrou jednotlivých hudebníků

byly řádově větší. Subjektivní poslechové testy to jen potvrdily, posluchači nebyli schopni jednotlivé nástroje rozlišit. Ukázalo se tedy, že tvrzení výrobců i hráčů jsou pouhým pocitem.

2.2.2. *Žest'ové dechové nástroje*

Tato podkapitola je shrnutím poznatků o žest'ových dechových nástrojích z článku, který napsali Kausel, Zietlow a Moore [7].

Původně bylo počítáno s tím, že chování žest'ových nástrojů bude podobné, jako je tomu u nástrojů dřevěných. Tento pohled se ale změnil v roce 1978. Richard Smith prováděl výzkum zvuku trubky a přišel s názorem, že volby materiálu sice zvuk neovlivňuje, ale tloušťka stěn má na barvu tónu zásadní vliv. Amplituda kmitání stěn je podle něj nepřímo úměrná čtvrté mocnině jejich tloušťky. Vibrace těla nástroje, zejména pak jeho ozvučnick, mají zvýrazňovat vysoké frekvence a zvyšovat odezvu vyšších rejstříků nástroje. Ke stejným výsledkům došel o něco později i Lawson s lesním rohem.

V roce 2006 pozoroval Ziegenhals, že vibrace stěn zvonu trubky obsahují stejné komponenty jako výsledný tón. To by mohlo ukazovat na závěr, že stěny nástroje vykonávají vynucené kmity, zatímco jejich vlastní módy se na tónu neprojeví.

Kausel, Zietlow a Moore v roce 2010 však definitivně potvrdili, že vibrace stěn trubky výsledný tón významně ovlivňuje. Provedli jak detailní teoretický rozbor problematiky, tak i experimentální měření. Při nich byl porovnáván tón trubky, která byla tlumena plastovými pytli s pískem. Když bylo tlumeno tělo trubky dále než 15 cm od okraje nástroje, ke změně tónu nedocházelo. Zatlumení zvonu trubky však přineslo signifikantní rozdíl. Ke stejným rozdílům dopěli i teoretickým popisem problematiky. Podle závěru jejich práce již nemůže být pochyb o tom, že vibrace zvonů žest'ových nástrojů ovlivňují jejich zvuk. Fyzikální podstata tohoto jevu je složitá a zahrnuje spoustu jevů, nicméně je jasné, že se na tónu projevuje znatelným způsobem vibrace zvonu a její přenos na kmitání vzdušného sloupce.

2.2.3. *Varhanní píšťaly*

Další odstavce jsou extrakcí od Backuse a Hundelyho z roku 1965 [8].

Na začátku dvacátého století existovala dost konkrétní představa o vlivu materiálu stěn varhanní píšťaly na její zvuk. Jak ve svých pracích píše Williams, Barnes nebo Miller, tón píšťaly závisí nejen na délce a tvaru píšťaly, ale také na tloušťce a poddajnosti materiálu, z kterého je vyrobena. V zásadě se dá říci, čím tvrdší materiál, tím jasnější zvuk. V případě dřevěných píšťal mají ty z měkčího dřeva zvuk spíše měkký až dutý, ty z dřeva tvrdšího zvuk ostřejší. Barnes jako nejlepší a zvukově nejbohatší materiál označuje cín. Pro dosažení poněkud měkčího tónu je k cínu přidáváno olovo. V roce 1909 Miller dokazuje vliv materiálu na zvuk píšťaly pokusem, ve kterém používá zinkové píšťaly obdélníkového průřezu. Popisuje zásadní rozdíly ve zvuku, ke kterým došlo, když byly píšťaly zatlumeny "uchopením" nebo "přiškrcením". Provádí pokus s obdélníkovou zinkovou píšťalou s dutými stěnami. Změny kvality tónu po naplnění dutin ve stěnách podle něj dokazují vliv mechanických vlastností materiálu na tón píšťaly.

Glatter-Götz však v roce 1935 přišel s opačnými výsledky. Zkoumal a analyzoval zvuk velkého množství retných i jazykových píšťal z různých materiálů a došel k závěru, že materiál tón neovlivňuje. Jeho pozorování spekter tónů píšťal identických rozměrů ukázalo, že rozdíly mezi píšťalami z různých materiálů jsou stejně velké jako rozdíly mezi různými píšťalami ze stejného materiálu. Dle jeho názoru je tedy jediným důležitým činitelem ovlivňujícím barvu tónu geometrický tvar píšťaly.

Zajímavé závěry přinesla v roce 1937 práce Lottermosera. Dělal pozorování na čtyřech píšťalách z olova, zinku, cínu a mědi. Mezi spektry tónů píšťal sice byly znatelné rozdíly, ty byly však dány pozicí měřicího mikrofону, nikoli způsobeny odlišnostmi materiálu. Při různých pozicích mikrofону mohlo být dosaženo toho, aby například naměřené spektrum cínové píšťaly odpovídalo píšťale měděné. Lottermoser zjistil, že zásadní jsou rozdíly v amplitudách a frekvencích vibrací stěn jednotlivých píšťal. Podle jeho pozorování nejsou tyto vibrace nijak znatelně vyzařovány do okolí ve formě akustických vln. Dle jeho názoru však modulují stojaté vlnění sloupce vzduchu v ozvučně.

V roce 1940 provádí Boner a Newman další sérii pokusů s různými materiály, mimo jiné i s papírem. Jejich výsledky překvapivě neukazují žádné signifikantní rozdíly ani u papírové ozvučny. Markantní odlišnosti ale přináší deformace tvaru píšťaly. Navzdory těmto zjištěním však například Sumner v roce 1962 tvrdí, že vliv materiálu na tón byl potvrzen.

Jen o tři roky později ale Backus a Hundley přichází s tvrzením, že vibrace stěn mají zanedbatelný vliv jak na ustálený tón, tak na jeho nasazení, a to navíc jen u některých píšťal. Pokud by vibrace stěn měly být důležité, měly by být pozorovatelné u všech, nebo alespoň u většiny píšťal. Naopak i malá změna geometrie byť jen části ozvučny přinesla zásadní rozdíl ve spektru tónu. Vliv vibrační stěny byl více patrný pouze u měděné píšťaly čtvercového průřezu, který však ve spojení s kovovým materiálem varhanáři používán není. Vibrace stěn jsou tedy spíše označeny za nežádoucí fenomén, kterého se navíc výrobci varhan zbavují vyztužováním píšťal. Závěr této práce je jednoznačný - vibrace stěn píšťaly a materiál, ze kterého je vyrobena, na tón vliv nemají.

V současné době se ale názor na tuto problematiku opět otáčí. V roce 2008 provedli Nief, Gautier, Dalmont a Gilbert [9] teoretický i experimentální rozbor tohoto fenoménu a dospěli k názoru, že pokud dojde k dostatečnému vybuzení vlastních oválných módů ozvučny, dochází k mechanicko-akustické vazbě mezi stěnou ozvučny a vzduchovým sloupcem. Tento jev teoreticky nemůže vzniknout v píšťale s kruhovým průřezem. Ale vzhledem k tomu, že průřez ozvučny nikdy není dokonale kruhový, může podle nich k takové vazbě dojít i zde.

V roce 2010 se stejní autoři vrátili ke sto let starému výzkumu Millera a existenci mechanicko-akustické vazby mezi stěny a sloupcem vzduchu potvrdili [4]. Ukázali, že dojde-li ke shodě rezonancí obou prvků, je tento fenomén jasně pozorovatelný a má zásadní vliv na výsledný tón.

3. Popis metody Particle Image Velocimetry

Tato kapitola se snaží shrnout a vysvětlit základní pojmy potřebné pro pochopení aplikované metody a další výklad problematiky. K této metodě existuje velké

množství detailních textů. Autor této práce se však pouze snaží vysvětlit základní principy, na kterých tato metoda spočívá. Takové shrnutí provedl Westerweel v roce 1997 [10]. Tato kapitola je extrakcí z jeho textu a rovněž výsledky z něj vyplývající názorně demonstruje jednoduchou simulací.

Particle Image Velocimetry (dále PIV), česky též integrální laserová anemometrie, je neinvazivní optická metoda umožňující zobrazení směru a rychlosti proudění tekutin. Umožňuje měření těchto veličin ve vybraném průřezu. Při použití jedné kamery jsou měřeny dvě složky rychlosti proudění. Tato technologie také umožňuje stereoskopické měření, jehož výstupem je 3D mapa okamžitých rychlostí proudění ve vybraném výřezu proudění. V rámci této práce však bylo možné použít pouze měření ve dvou rozměrech.

Základy této metody položil R. J. Adrian ve své práci Statistical properties of particle image velocimetry measurements in turbulent flow z roku 1988. Metoda PIV stojí na předpokladu, že nadotujeme-li proudící tekutinu stopovacími částicemi, tyto částice věrně sledují proudění. Porovnáním dvou obrazů těchto částic je pak možné zjistit jejich posun a při znalosti časového posunu mezi těmito obrazy i jejich rychlost.

3.1. Stopovací částice

Měřená tekutina musí být nadotována stopovacími částicemi, které považujeme za ideální, pokus splní následující podmínky: 1) věrně kopírují směr a rychlost proudění měřené tekutiny, 2) nemají vliv na proudění tekutiny samotné a 3) nemají vliv na sebe navzájem.

3.2. Pole posunutí

Při použití metody PIV je rychlost měřena nepřímo pomocí posunutí částic $D(X; t', t'')$ za konečný časový interval $\Delta t = t'' - t'$. Tedy platí

$$\mathbf{D}(\mathbf{X}; t', t'') = \int_{t'}^{t''} \vec{v}[\mathbf{X}(t), t] dt, \quad (6)$$

kde \mathbf{X} je obecně vektor pozice, který má horizontální složku a a vertikální složku b , v tomto případě vektor pozice dané stopovací částice, $\vec{v}[\mathbf{X}(t)]$ je rychlost stopovací částice na dané pozici. Pokud stopovací částice můžeme považovat za ideální, předpokládáme, že tyto částice kopírují lokální rychlost proudění $\vec{u}[\mathbf{X}(t)]$. Takového výsledku však v praxi nejsme schopni dosáhnout. Proto předpokládáme, že pole posunutí \mathbf{D} je zatíženo chybou ε

$$\|\mathbf{D} - \vec{v} \cdot \Delta t\| < \varepsilon. \quad (7)$$

Je jasné, že částice jsou ve sledovaném prostoru rozmístěny nerovnoměrně, a proto jsou jednotlivé realizace unikátní. To však můžeme zanedbat právě tehdy, když je splněna podmínka (7). \mathbf{D} lze potom interpretovat jako reprezentaci rychlosti proudění \vec{u} filtrovanou dolní propustí.

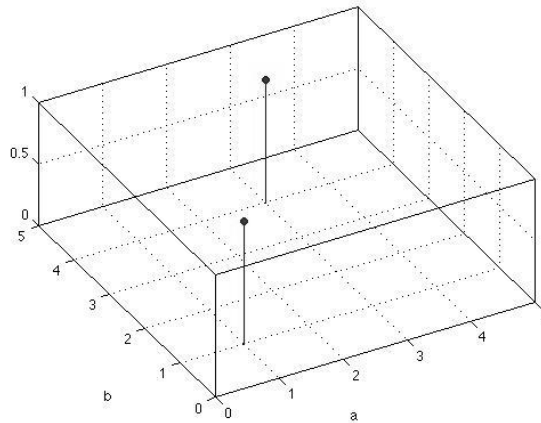
Pokud je koncentrace stopovacích částic tak nízká, že vzdálenost mezi nimi je menší než jejich posun za Δt , nezískáme věrný obraz pole posunutí. Proto potřebujeme vysokou koncentraci částic, což vede k tomu, že nesledujeme jednotlivé částice, ale vzory většího množství těchto částic.

3.3. Vzor stopovacích částic

Stopovací částice formují vzor, který je ovlivňován prouděním tekutiny. Tento vzor v pozici \mathbf{X} a v čase t se dá popsat vztahem

$$G(\mathbf{X}, t) = \sum_{i=1}^N \delta[\mathbf{X} - \mathbf{X}_i(t)], \quad (8)$$

kde N je celkový počet stopovacích částic a δ je Diracova funkce. Z tohoto vztahu vyplývá jednoduchá forma popisu vzoru stopovacích částic G . Jedná se o dvojrozměrnou funkci, která je všude nulová, avšak má hodnotu 1 na těch pozicích, kde se nachází stopovací částice. Budeme-li brát vzor stopovacích částic o rozměru 5×5 v čase t se dvěma stopovacími částicemi na pozicích $a_1 = 1, b_1 = 1, a_2 = 3, b_2 = 4$, potom bude mít vzor stopovacích částic G podobu jako na obrázku 1.



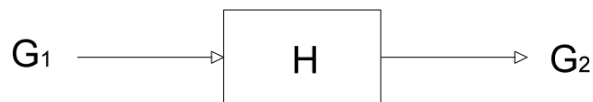
Obr. 1: Příklad vzoru stopovacích částic G

Integrál $G(\mathbf{X}, t)$ přes prostorové souřadnice je pak počet částic v daném prostoru.

Pokud vzor stopovacích částic bereme jako prostorový signál v čase t_1 , $G_1(\mathbf{X}) = G(\mathbf{X}, t_1)$, a na proudění tekutiny nahlížíme jako na systém s impulsní odezvou H , pak můžeme psát, že vzor stopovacích částic v čase t_2 je konvolucí původního vzoru a impulsní odezvy systému:

$$G_2(\mathbf{X}) = \int H(\mathbf{X}, \mathbf{X}') G_1(\mathbf{X}') d\mathbf{X}'. \quad (9)$$

Impulsní odezva systému tedy popisuje posun vstupního signálu (vzoru stopovacích částic). Jedná se o systém s impulsní odezvou H , který má na svém vstupu vzor stopovacích částic G_1 a na svém výstupu posunutý vzor G_2 , jak je znázorněno na obrázku 2.



Obr. 2: Systém posunu vzorů stopovacích částic

Je však rovněž ovlivněna lokální hodnotou pole posunutí \mathbf{D} :

$$H(\mathbf{X}', \mathbf{X}'') = \delta[\mathbf{X}'' - \mathbf{X}' - \mathbf{D}]. \quad (10)$$

Impulsní odezva je tedy závislá na posunu D , pokud ale platí (7), což znamená, že stopovací částice jsou ve sledovaném proudění rovnoměrně rozptýleny, můžeme D považovat za lokálně uniformní a zanedbat ho. Potom $H(\mathbf{X}', \mathbf{X}'') = H(\mathbf{X}'' - \mathbf{X}')$. Podle teorie lineárních systémů platí, že impulsní odezvu systému dostaneme ze vzájemné kovariance $R_{G'G''}$ náhodného vstupního signálu s odpovídajícím výstupem:

$$R_{G'G''}(s) = H * R_{G'}(s), \quad (11)$$

kde $*$ značí konvoluční integrál a $R_{G'}$ je kovariance vstupního signálu. Pokud však můžeme považovat vstupní signál za homogenní, lze impulsní odezvu získat rovnou vzájemnou korelací.

Ideální částice jsou v prostoru o objemu V rozmístěny rovnoměrně, $V/N = c$, z čehož vyplývá:

$$R_{G'G''}(\mathbf{X}', \mathbf{X}'') = c\delta[\mathbf{X}'' - \mathbf{X}']. \quad (12)$$

Pro popis změny vzoru tedy hledáme vzájemnou korelaci vstupního a výstupního vzoru. Tato vzájemná korelace popisuje impulsní odezvu systému posunu, díky jejíž znalosti jsme schopni zjistit posun samotný.

3.4. Zobrazení

Při aplikaci 2D PIV je výřez proudění tekutiny z boku osvětlen tenkým paprskem světla. Jedná se tedy o projekci trojrozměrného vzoru stopovacích částic (protože i výřez samotný má nějakou tloušťku Δc) na dvojrozměrnou plochu záznamového média. Projekci vzoru můžeme popsat vztahem

$$g(X, Y) = \frac{1}{I_c} \int I_0(c) G(a, b, c) dZ, \quad (13)$$

kde $I_0(c)$ je intenzita záření v závislosti na souřadnici c , I_c je její maximální hodnota, $X=Ma$, $Y=Mb$ a M je hodnota zvětšení obrazu, popisuje tedy jeho transformaci. Je jasné, že pokud chceme dosáhnout správných výsledků, které budou korektní jak proporcionálně, tak absolutně, je nutné toto zvětšení znát. Toho se dá dosáhnout správnou kalibrací.

Projekce výřezu je pak zachycena na nahrávací médium, dnes zpravidla CCD nebo CMOS senzor. Obraz této projekce je

$$I(X, Y) = I_c \iint t(s - X, t - Y) g(s, t) ds dt, \quad (14)$$

kdy $t(X, Y)$ je odezva optického systému na obraz stopovací částice. Dále je tento obraz diskretizován (pixelizován) a kvantizován a poté může být použit jako vstup pro digitální analýzu. Zatímco doteď jsme pracovali se spojitými souřadnicemi a, b , resp. X, Y , nyní se již pohybujeme v diskrétní oblasti se souřadnicemi x, y .

3.5. Analýza

Vektory rychlosti proudění ve zkoumaném výřezu nejsou v PIV získávány z celého obrazu najednou, ale z jednotlivých interogačních oblastí (interrogation area, IA) daného výřezu, ve kterém je sledován pohyb stopovacích částic. Sledujeme tedy plochu $N \times N$ bodů. Výše popsanou vzájemnou korelaci mezi obrazy I' a I'' , které považujeme za diskrétní reprezentace vzorů stopovacích částic G' a G'' , můžeme odhadnout takto:

$$\hat{R}[r, s] = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (I'[i, j] - \bar{I})(I''[i + r, j + s] - \bar{I}), \quad (15)$$

kde \bar{I} je lokální průměrná intenzita obrazových bodů. Jejím odečtením tedy provádíme centrování dat na nulu.

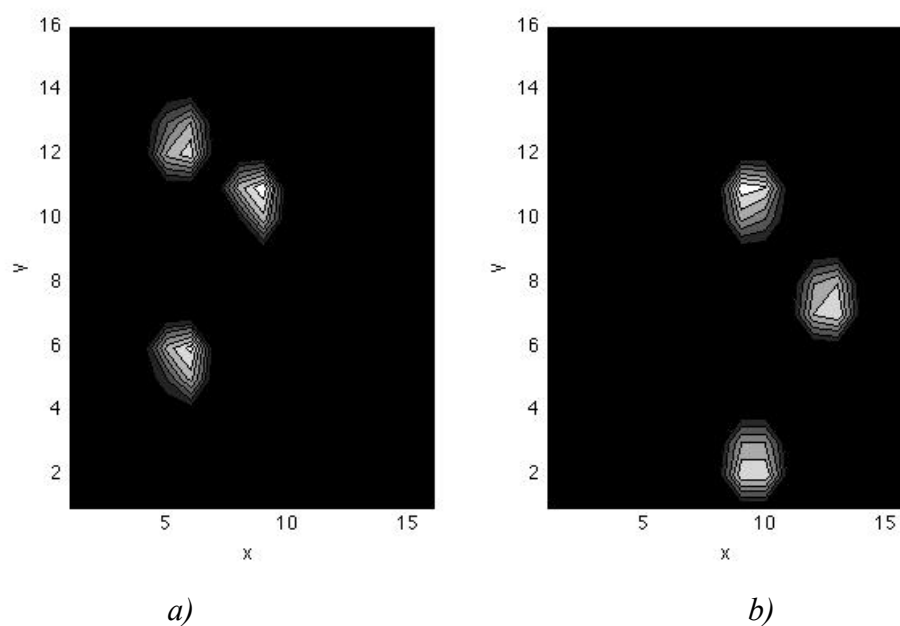
Když je známa korelace mezi obrazy, posun, ke kterému došlo za čas $\Delta t = t'' - t'$, je identifikován lokalizací maximální hodnoty korelačního koeficientu mezi dvěma obrazy pořízenými v těchto časech. Hodnoty posunu ve vertikálním a horizontálním směru r a s si označíme jako vektor posunu \vec{x} . Měření posunu je dále zpřesněno subpixelovou interpolací.

Rychlost částic \vec{v} je následně získána jako poměr vektoru posunu \vec{x} za dobu Δt , což je interval mezi jednotlivými záblesky laseru:

$$\vec{v} = \frac{\vec{x}}{\Delta t}. \quad (16)$$

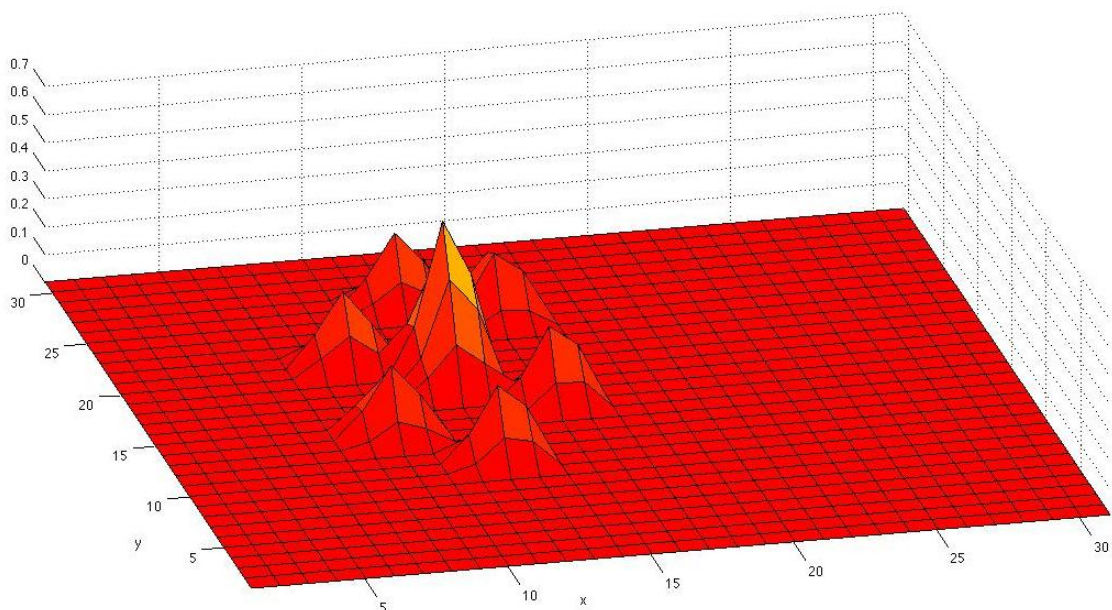
3.5.1. Příklad

Pro demonstraci funkčnosti algoritmu PIV provedl autor tohoto textu jednoduchou simulaci. Mějme IA o velikosti 16x16 pixelů a v ní umístěny tři stopovací částice na pozicích $\mathbf{x}_1 = (5,2 ; 5,2)$, $\mathbf{x}_2 = (8,1 ; 10,1)$ a $\mathbf{x}_3 = (5,3 ; 12,7)$. Je jasné, že kvůli tomu, že částice nejsou umístěny přesně na mřížce senzoru, což se stane zřídka, bude jejich obraz rozptýlen do sousedních pixelů. Pro účely této simulace je použita jednoduchá interpolace na základě vzdálenosti od čtyř nejbližších obrazových bodů. Dále si stanovme, že za blíže nespecifikovanou dobu Δt dojde k posunu $\mathbf{d} = (4,3 ; -2,5)$. Máme tedy dva diskrétní obrazy I' a I'' , které jsou všude nulové (nepočítáme se šumem) a v místě přítomnosti stopovacích částic jsou na sousedních pixelech hodnoty odpovídající vzdálenosti částice od daného bodu na mřížce (součet je jedna), viz obrázek 3.



Obr. 3: Obrazy stopovacích částic a) obraz I' , b) obraz I''

Spočítáme-li pak v MATLABu vzájemnou korelaci těchto dvou obrazů pomocí funkce `xcorr2`, dostaneme matici o velikosti 31x31 pixelů, viz obrázek 4.



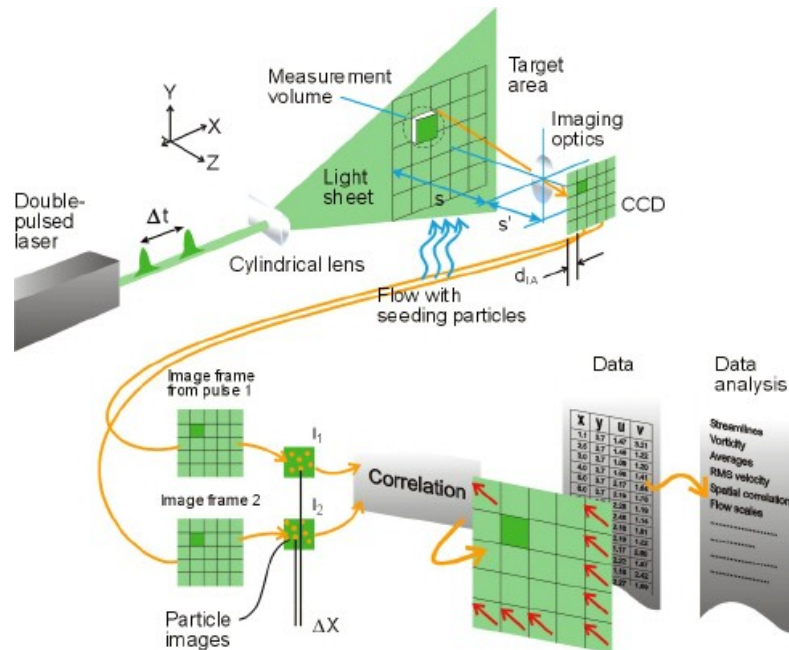
Obr. 4: Vzájemná korelace obrazů I' a I'' zobrazená ve 3D prostoru

Z obrázku je jasně patrné, že zde můžeme identifikovat výrazné maximum vzájemné korelace. Souřadnice tohoto maxima jsou $\mathbf{x}_m = (19; 12)$. Pokud od těchto souřadnic odečteme hodnotu 15, což je počet pixelů, o které se oblast rozšířila oproti původní IA, dostaneme diskrétní odhad posunu vzoru stopovacích částic $\tilde{\mathbf{a}} = (4; -3)$. Pokud bychom znali hodnotu Δt a zvětšení M , mohli bychom spočítat rychlost posunu částic v $\text{mm}\cdot\text{s}^{-1}$.

3.6. Shrnutí

Výřez proudění je z boku osvětlen dvěma po sobě jdoucími světelnými pulsy zpravidla generovanými laserem. Obraz osvětlené scény je sejmut vysokorychlostní kamerou v oddělených snímcích (I' , I''). V případě dvourozměrné PIV je kamera umístěna kolmo ke směru osvětlení scény. Obraz je následně rozdělen na interogační oblasti IA a poté je pixel po pixelu spočítána vzájemná prostorová korelace R těchto podsekcí z jednotlivých snímků. Špičky ve vzájemné korelaci určují posun stopovacích částic. Měření posunu je dále zpřesněno subpixelovou interpolací. Aby bylo dosaženo dobré přesnosti měření, resp. výrazných špiček v vzájemné korelaci $R(s)$, je nutné, aby v každé podsekcí snímku bylo přítomno 10 až 25 stopovacích částic.

Rychlost částic \vec{v} je získána jako poměr změny pozice \vec{x} za čas Δt . Posun $\Delta\vec{x}$ je změřen a čas Δt je časový úsek mezi jednotlivými světelnými pulsy.



Obr. 5: Schematické znázornění měřicího systému PIV,

Measurement Principles of PIV. In: *Dantec Dynamics* [online]. © 2013 Dantec Dynamics A/S. [vid. 5.10.2013]. Dostupné z: <http://www.dantecdynamics.com/measurement-principles-of-piv>

4. Inventář experimentu

V této kapitole následuje popis měřené píšťaly a použitých měřicích přístrojů. Zvolené nastavení všech těchto prvků experimentu je popsáno v podkapitole 5.1, která shrnuje zkušební měření.

4.1. Měřená píšťala

Měřena byla experimentální retná píšťala vyvinutá v rámci projektu 1M0531, jejíž stěny jsou kopiemi dřevěné píšťaly (principálového rejstříku, menzurace viz obrázek 6). Tato píšťala je funkční, tedy po připojení na vzdušnici a přivedení proudu vzduchu hraje standartním způsobem. Aby však bylo možné provádět požadovaná měření, je nutné, aby to píšťala svojí konstrukcí umožňovala.



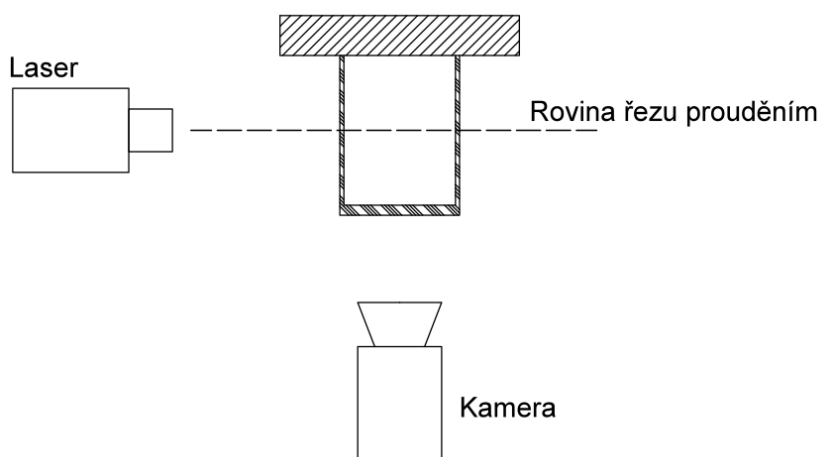
Obr. 6: Měřená laboratorní píšťala

4.1.1. Materiál píšťaly

Předpokladem pro úspěšné provedení měření je, že píšťala bude průhledná alespoň ze tří stran. Její tři stěny jsou proto vyrobeny z čirého plexiskla, které umožňuje sledovat proudění uvnitř. Tento požadavek na materiál z konstrukčních i optických důvodů vyžaduje, aby píšťala měla čtvercový, nebo v tomto případě obdélníkový průřez. Díky tomu je možné ji jednoduše sestavit a zároveň ji z boku osvětlovat laserem kolmo i na jiných místech, než na přesném geometrickém středu, aniž by docházelo k nežádoucím odrazům. Požadavek na tři průhledné stěny je dán geometrickým uspořádáním experimentu.

Jak je vidět na obrázku 7, laser na píšťalu svítí zleva. Průhledná musí být i její pravá stěna. Pokud by tomu tak nebylo, úzký světelný paprsek by se při odrazu na ní rozptyloval, což by vedlo k osvětlení širšího průřezu proudění uvnitř, a tím i ke znemožnění získání validních výsledků. Přední stěna je průhledná, protože skrz ni sledujeme dění uvnitř vysokorychlostní kamerou.

Jediná stěna, která může zůstat netransparentní, je ta zadní. Ta je proto vyrobena ze dřeva. To umožňuje jednodušší zkonstruování a zároveň zadní stěna celou konstrukci zpevňuje.



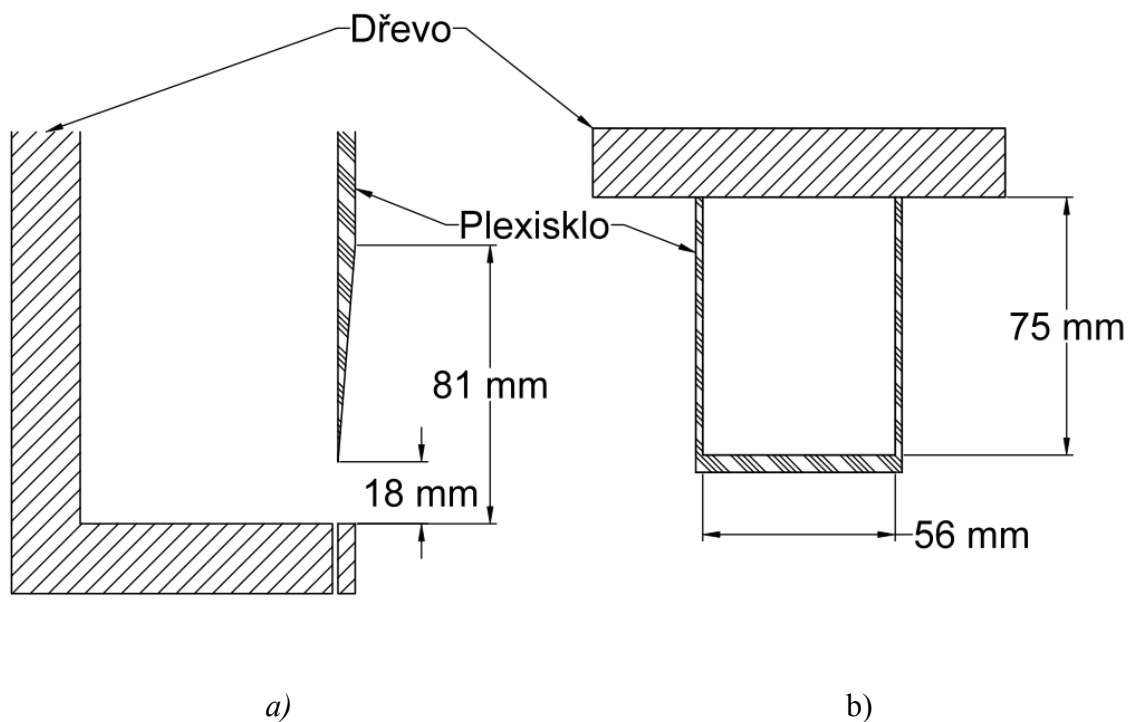
Obr. 7: Pohled na píšťalu a měřicí zař. zeshora

4.1.2. Geometrické parametry píšťaly

Píšťala je vysoká 60 cm a vnitřní rozměry jejího průřezu jsou: šířka - 56 mm, hloubka - 75 mm. Boční stěny z plexiskla jsou tlusté 2 mm, tedy šířka celé píšťaly je 60 mm. Přední stěna je vyrobena z plexiskla tlustého 5 mm, aby bylo možné vyříznout ústa píšťaly a vytvarovat horní ret. Ústa jsou vysoká 18 mm a horní hrana rtu, která ho odděluje od přední stěny, je ve výšce 81 mm.

4.1.3. Zapojení a uchycení píšťaly

Jako zdroj proudu vzduchu je použit obyčejný vzduchový kompresor, který je uzavřen v dřevěné skříni. Kompresor nasává vzduch z vnitřních prostor této skříně. To umožňuje nadotování vzduchu stopovacími částicemi. Na skříni je totiž možné otevřít malý otvor, kterým se při pokusech s divadelním generátorem kouře vháněl kouř dovnitř a při pokusech s lékařským inhalátorem tudy byla vedena hadička, na jejímž konci je hubice, která kouř vytváří. Zároveň dřevěná skříň slouží jako zvuková izolace hluku motoru kompresoru.



Obr. 8: Geometrické rozměry, a) vertikální řez ústy píšťaly, b) horizontální řez píšťalou

Stlačený vzduch je z generátoru veden hadicí do dřevěné vzdušnice s jedinou zásuvkou, do které je pak již umístěna píšťala samotná. Vzdušnice je pevně uchycena na laboratorní lavici.

Dolní část píšťaly je tedy fixována ve vzdušnici, zatímco její horní konec je gumíčky uchycen ke kovové konstrukci rovněž pevně připojené k laboratorní lavici.

4.1.4. Výška tónu píšťaly

Autor měřením tónu píšťaly mikrofonem i měřením vibrací stěn piezoelektrickým akcelerometrem zjistil, že píšťala hraje tón o frekvenci $f_p = 216,8$ Hz. Píšťalu označujeme jako polouzavřenou a to kvůli tomu, že plechový kryt byl částečně pootevřen. K této konfiguraci jsme dospěli experimentálně. Když byla píšťala uzavřena, docházelo ke zvyšování koncentrace stopovacích částic v ozvučně píšťaly, což ztěžovalo měření. Když byla píšťala otevřená, byly částice naopak rychle vyfoukávány ven. Proto bylo přistoupeno k takovému nastavení krycího plechu, že byl zvednutý

přibližně 1 cm nad horní hranu píšťaly, čímž umožňujeme stopovacím částicím pomalu unikat ven.

4.2. Použité měřicí přístroje a vybavení

Nejdůležitější část vybavení použitého při této práci je od firmy Dantec Dynamics. Jedná se o celistvý systém, který umožňuje měření pomocí PIV. Součástí tohoto systému je laser, kamera, synchronizační box a softwarové vybavení na připojeném počítači.

Pro měření vibrací stěn byl použit piezo akcelerometr. Signál z něj sloužil pro synchronizaci celého měřicího systému. K zaznamenání tohoto signálu byl použit standartní nahrávací software. Pro kontrolu byl používán osciloskop od firmy Bruel and Kjaer. Při měření píšťaly s vnuceným kmitáním stěn byl použit funkční generátor a aktivní reproduktor.

4.2.1. Laser

Při měření byl k dispozici dual cavity flash-pumped Nd:YAG laser DualPower 200-15 od firmy Dantec Dynamics speciálně zkonstruovaný pro měření. Laser má maximální energii pulsu 200 mJ a maximální dvojsnímkovou frekvenci 15 Hz. Jednotlivé snímky v jednom dvojsnímku od sebe v čase mohou být vzdáleny řádově jednotky mikrosekund. Dvojsnímků však lze pořídit pouze patnáct za sekundu. Tento parametr se při měření ukázal být zásadním omezením. Není totiž možné pozorovat dění v průběhu jedné periody základní harmonické složky tónu píšťaly, ale je nutné záblesky synchronizovat s vibrační stěny tak, aby šlo pozorovat dění uvnitř v přesně stanovených časových bodech. Vlnová délka tohoto laseru je 535 nm a délka světelného pulsu je 4 ns.

Součástí laseru je také oddělený ovládací panel, který umožňuje širokou regulaci energie jednotlivých pulzů zvlášť, a také oddělený zdroj energie, který zároveň obsahuje chladicí systém poháněný šroubovým čerpadlem.

4.2.2. Kamera

Byla použita kamera SpeedSense 611. Jedná se o kameru se širokoúhlým CMOS senzorem. Maximální rozlišení je 1280 x 800 pixelů. Maximální snímkovácí frekvence je 6242 fps, což je pro nás nepříliš zajímavý údaj, jelikož jsme v tomto směru limitováni parametry použitého laseru. Minimální odstup snímků v jednom dvojsnímku však je 500 ns. Samozřejmostí je u této kamery možnost synchronizace na externí řídicí signál.

Objektivy byly k dispozici dva, výběr použitého objektivu je popsán v podkapitole 5.1.2.

4.2.3. Filtr

Měření bylo prováděno s předsazeným optickým frekvenčním filtrem na vlnovou délku 535 nm. Díky tomu bylo možné měření provádět za normálního osvětlení, což práci významným způsobem zjednodušilo a urychlilo.

4.2.4. Zdroj stopovacích částic

Na výběr bylo ze dvou zdrojů stopovacích částic. Divadelní kouřový generátor a lékařský inhalátor. Jako vhodnější byl zvolen lékařský inhalátor. Volba je zdůvodněna v podkapitole 5.1.1.

4.2.5. Pásmová propust

Jako pásmová propust, která filtrovala synchronizační signál z akcelerometru umístěného na stěně píšťaly, byl použit přístroj Bruel & Kjaer Spectrum Shaper 5612.

4.2.6. Generátor TTL signálu

Synchronizační box, který ovládá sepínání laseru, na svém vstupu vyžaduje TTL signál. K jeho generování byl použit zvukový analyzátor Lindos LA102, který umožňuje generování TTL signálu z vstupního audio signálu.

4.2.7. Dynamic Studio

Hlavním nástrojem při samotném měření byl program Dynamic Studio od firmy Dantec Dynamics. Tento softwarový balík umožňuje snímání obrazu včetně řízení procesu sběru dat. V prostředí tohoto programu jsou nastavovány veškeré parametry snímání obrazu kromě clonového čísla. Co se týče nastavení kamery, tento nástroj řídí dobu závěrky kamery. Tento parametr však není velmi důležitý, protože vzhledem k tomu, že byl použit filtr, byla doba expozice dána délkou laserového pulzu, která je 4 ns. Parametry společné pro kameru a laser jsou dvojsnímková frekvence, tedy počet dvojsnímků za sekundu, a rozestup mezi jednotlivými snímky dvojsnímku.

Dalším využívaným nastavením byla volba synchronizačního módu a zdroj synchronizačního signálu. Použitý synchronizační box umožňoval použití jak interních programových hodin, tak externího TTL signálu. Využívány byly obě možnosti.

Program dále umožňuje provádět výpočty z naměřených dat. Je navržen jak pro výpočty PIV, tak i pro aplikace LIF (Laser-Induced Fluorescence) a LII (Laser-Induced Incandescence). Nabízí možnosti automatické kalibrace, a to jak snímače používané kamery, tak geometrickou kalibraci naměřených snímků za použití známého měřítka.

Analytických nástrojů je v tomto programu nepřeberné množství. Pro účely této práce ale byl nejdůležitější samotný algoritmus výpočtu PIV. Je zde možnost využít klasické 2D korelace mezi jednotlivými snímky, adaptivní korelace. Nejzajímavějším a autorem práce používaným nástrojem je algoritmus Adaptive PIV. Tento algoritmus vypočítává ze sejmutých obrazů reflexních částic jejich rychlostní vektory a pro dosažení co nejvyšší přesnosti iterativně mění velikost i tvar jednotlivých interogačních oblastí. Tato metoda také umožňuje aplikaci váhovacího okna, frekvenčního filtrování a nastavení ověřování validity naměřených dat.

V neposlední řadě program Dynamic Studio umožňuje prezentaci naměřených a vypočtených dat.

4.2.8. MATLAB

Pro další zpracování, analýzu a vizualizaci naměřených dat bylo použito programovací a vizualizační prostředí MATLAB od firmy MathWorks. Toto prostředí je standartně využíváno pro všechny aplikace, kde je potřeba provádět velké objemy maticových výpočtů, jako je tomu například právě při zpracování signálů.

5. Provedená měření

V rámci experimentu bylo provedeno větší množství měření, část z nich však považujeme za zkušební. Hlavním cílem zkušebních měření bylo seznámení se s měřicím aparátem a experimentální zjištění vhodného nastavení experimentu. Cílem finálního měření je sběr dat, která jsou použita k dalšímu zpracování.

5.1. Zkušební měření

Předtím, než bylo přistoupeno ke konečnému měření, byla provedena celá řada měření zkušebních, jejichž účelem bylo seznámit se s měřenou píšťalou, měřicím aparátem i softwarovým nástrojem Dynamic Studio a zvolit nejvhodnější parametry celého měřicího systému. Nezbytným materiálem, který je nutný pro pochopení celého měřicího systému je samozřejmě manuál k nástroji Dynamic Studio [11]. Ten uživateli nabízí nejen praktické rady, jak nastavovat měřicí systém, ale také poskytuje detailnější vhled do funkce používaných algoritmů. Pro lepší orientaci jsou zde tato měření rozčleněna podle jednotlivých parametrů a přístupů, které pomohla určit.

5.1.1. Koncentrace stopovacích částic

Prvním přístrojem používaným jako zdroj stopovacích částic byl standartní divadelní kouřový generátor. Jeho použití pro tento typ experimentu se však ukázalo být značně problematické.

Od ústí generátoru byl kouř veden hadicí dovnitř skříně kompresoru, kde byl kompresorem nasáván a veden do píšťaly. Nejzásadnější komplikací při použití tohoto přístroje je, že je navržen k tomu, aby kouř produkoval ve velkém objemu. Ani při nastavení nejnižší koncentrace kouře nebylo možné kouřový generátor ponechat kontinuálně zapnutý, aniž by množství částic v ozvučně bylo tak vysoké, že měření nebylo možné.

Časem se autor dostal k takovému přístupu, že do skříně kompresoru vypustil větší množství kouře a následně sledoval jeho množství v ozvučně píšťaly. Poté, co jeho koncentrace dostatečně poklesla, spustil samotné měření. To však nemohlo probíhat déle, než zase koncentrace kouře klesla natolik, že měření již nebylo možné, a proto bylo nutné celý postup opakovat. To vedlo k vysoké časové náročnosti a k nekonzistenci naměřených výsledků, protože měření nebylo možné uskutečnit v rámci jednoho dne a výsledky nebyly konzistentní ani mezi jednotlivými měřeními následujícími po sobě.

Tento problém byl vyřešen pořízením lékařského inhalátoru Microlife NEB 10. Ten umožňuje nastavení koncentrace generovaných částic, celkově je však jejich množství řádově nižší, takže bylo použito nastavení nejvyšší koncentrace. Stopovací částice jsou generovány v hubici, ke které vede hadička se stlačeným vzduchem, což umožňuje tuto hubici umístit přímo do skříně kompresoru.

Jak již bylo popsáno výše, dalším důležitým nastavením byla volba mezi otevřeným a uzavřeným koncem píšťaly. Nakonec bylo rozhodnuto pro mírné pootevření konce píšťaly. Tím bylo dosaženo dostatečné a neměnné koncentrace částic v ozvučně píšťaly.

5.1.2. Volba objektivu

K dispozici byly dva objektivy. Širokoúhlý objektiv s ohniskovou vzdáleností 28 mm a objektiv s ohniskovou vzdáleností 50 mm. Horších výsledků bylo dosahováno se širokoúhlým objektivem. Aby bylo zorné pole čipu kamery využito co nejefektivněji, musela být kamera velice blízko píšťale. Použitelný pak byl pouze střed nasnímaného obrazu. Algoritmus výpočtu PIV indikuje validitu vypočítaných výsledků. U každého spočítaného vektoru zvlášť ukazuje, jestli jde o spolehlivou hodnotu, či zda byla pouze odhadnuta na základě sousedních hodnot. Při použití širokoúhlého objektivu bylo problematických výsledků mnohem více než při použití objektivu s ohniskovou vzdáleností 50 mm. Proto byl zvolen právě objektiv Carl Zeiss s ohniskovou vzdáleností 50 mm a světelností 1,4.

5.1.3. Nastavení laseru a objektivu

Na laseru samotném bylo možné nastavit dva parametry. Prvním je ostření. Před měřením je nutné světelný svazek zaostřit tak, aby osvětlený průřez proudění byl co nejužší.

Řídicí panel, který slouží k nastavení výkonu laseru, umožňuje nastavení rozdílného výkonu pro každý ze dvou záblesků, čehož bylo v praxi využito tak, že první záblesk byl nastaven slabší. To z toho důvodu, že při stejném výkonu vycházel první snímek každého páru světlejší. Autor se domnívá, že je to dáno načítáním tepelného šumu na snímači vysokorychlostní kamery mezi jednotlivými dvojsnímky. Postupem času bylo jako vyhovující experimentálně určeno nastavení cca 70%, resp. 80% výkonu na první a druhý snímek v kombinaci s clonovým číslem $\kappa = 4$. Na ovládacím panelu není uvedena absolutní hodnota výkonu či vyzařované energie. Proto předpokládáme, že při nastavení 100% výkonu má každý záblesk energii 200 mJ, což je maximální hodnota udávaná výrobcem.

Clonové číslo bylo zvoleno nízké, aby bylo dosaženo nízké hloubky ostrosti. Tím bylo zajištěno, že stopovací částice, které nejsou osvětleny hlavním světelným svazkem laseru ale odrazem od pravé stěny nebo rozptylem na stěně levé, nebudou ostré, a proto nezasáhnou do výpočtu. Stejně tak bude neostré i pozadí, tedy zadní dřevěná stěna.

5.1.4. *Softwarové nastavení časování měření*

Bylo pracováno v režimu DoubleFrame, který je standartní volbou pro PIV. V tomto režim jsou kamerou snímány tzv. dvojsnímky, tedy dvojicemi snímků. Časový odstup Δt mezi nimi je dán nastavením časového odstavu mezi záblesky. Při hledání vhodné hodnoty nastavení byl hledán kompromis mezi tím, aby byl odstup dostatečně dlouhý, a tím, aby umožnil významnou změnu pozice stopovacích částic, ale zároveň dostatečně krátký na to, aby bylo možno odebrat v rámci jedné periody více vzorků, aniž by se tyto vzorky překrývaly. Nakonec byla jako nejvhodnější nastavena hodnota časového odstavu $\Delta t = 50 \mu\text{s}$.

Dalším časovým nastavením byla frekvence f_d , s jakou jsou pořizovány dvojsnímky. Tento parametr byl nastaven na maximum, jaké umožňoval laser, tedy na 15 Hz. Také kvůli tomuto zásadnímu technickému omezení musela být použita externí synchronizace na vibrace stěny ozvučny, protože nebylo možné dostatečně hustě navzorkovat dění uvnitř píšťaly v rámci jedné periody.

Dalším nastavovaným časovým parametrem byla doba expozice kamery T_e . Ta byla ponechána na výchozí hodnotě 333 μs , protože změna tohoto parametru neměla vliv na rozdílné světlosti snímků v dvojsnímku. Rovněž je důležité připomenout, že na objektivu byl nasazen frekvenční filtr, který propouštěl světlo pouze na vlnové délce paprsku laseru. A proto i když byl expoziční čas kamery 333 μs , výsledný expoziční čas odpovídá délce záblesku laseru 4 ns.

5.1.5. *Algoritmus pro výpočet PIV*

Dynamic Studio nabízí hned několik různých algoritmů pro výpočet rychlostních polí z obrazů stopovacích částic [11]. Například 2D analýzu na základě metody nejmenších čtverců (2D Least Squares Matching) nebo adaptivní korelaci (Adaptive Correlation).

Pro tento experiment jsme zvolili metodu Adaptive PIV. Tato metoda umožňuje iterativně měnit velikost a tvar interogačních oblastí IA a tím se přizpůsobovat lokální koncentraci částic a jejich pohybu. Dále nabízí možnost aplikace různých oken,

filtrování a také statistickou validaci pomocí automatického vyhledávání výsledků, které jsou od ostatních hodně vzdálené.

Vstupem jsou pro metodu dvojsnímky nasnímané vysokorychlostní kamerou. Prostředí Dynamic Studio umožňuje snímání neomezeného množství dvojsnímků. Při testovacích měřeních jsme zpravidla pořizovali okolo dvaceti dvojsnímků. Kvůli chybné implementaci řazení snímků ve verzi Dynamic Studia, která byla k dispozici autorovi, však byl po každém měření ze souboru dat odstraněn úplně první a poslední snímek, aby se tak přeorganizovaly jednotlivé páry. Potom teprve vycházely korektní výsledky. Celkový počet dvojsnímků, ze kterých počítáme vektorová pole, je ale o jeden menší, než je nastaveno v programu.

V první řadě je tedy nutné nastavit parametry interogační oblasti. To se děje pomocí tří parametrů: Grid Step Size, Minimum IA Size a Maximum IA Size. Hodnoty všech těchto parametrů se zadávají v pixelech. Grid Step Size určí počet interogačních oblastí a vzdálenost mezi jejich středy. Metoda Adaptive PIV sama automaticky určuje nejvhodnější velikost interogační oblasti. Nastavením maximální a minimální velikosti však lze velikost IA omezit. Jako konečné nastavení byly použity hodnoty 16 pixelů pro Grid Step Size a velikost IA byla v intervalu od 8 do 128 pixelů.

Dále je před výpočtem možno zvolit váhovací okno a signál dále filtrovat. Okna jsou k dispozici dvě: obdélníkové a Gaussovo. Filtry jsou k dispozici tři: Gaussovská dolní propust, odstranění stejnosměrné složky a Gaussovská doplní propust pouze na frekvenci. Při měření nakonec bylo váhováno Gaussovým oknem s parametrem $\sigma = 0,75$. Filtr použit nebyl.

Algoritmus nabízí možnost primární validace dat přímo při výpočtu vektorového pole. Validací mechanismus funguje na principu hledání odlehlých hodnot v uživatelem specifikovaném okolí (Universal Outlier Detection). Dále tato funkce nabízí možnost substituce vektorů, které jsou identifikovány jako odlehlé. Ve výstupních datech je u každého spočítaného vektoru jasně řečeno, jestli se jedná o hodnotu korektně naměřenou, nebo zda byl vektor dopočítán jiným způsobem. Dokumentace softwarového prostředí Dynamic Studio k této části výpočtu neuvádí žádné podrobnosti, takže není přesně znám způsob implementace metody hledáním odlehlých hodnot nebo substituce těch vektorů, které algoritmus považuje za odlehlé. Pro výpočet byly nastaveny výchozí hodnoty, kdy se daný vektor porovnává s okolím 5 x 5 vektorů.

Poslední nastavitelnou položkou algoritmu Adaptive PIV je adaptivita. Zde je možné určit tři parametry. Prvním z nich je limit detekce, který udává, kolikanásobně musí jas pixelu překročit jas okolí, které je považováno za šum, aby byl považován za stopovací částici. Druhým parametrem je požadovaný počet částic v IA. Poslední položkou je konvergenční limit. Pokud je translační část tvarové korekce IA nižší než zadaný limit, je právě probíhající iterace výpočtu zastavena. Zde byly opět použity výchozí hodnoty, tedy 5 pro limit detekce, 10 pro požadovaný počet částic a 0.01 pro konvergenční limit.

Výstupem algoritmu Adaptive PIV je vektorové rychlostní pole proudění kapaliny ve sledovaném výřezu pro každý sejmутý dvojsnímek. Tyto výsledky jsou poté exportovány ve formátu textového souboru a je s nimi dále pracováno v prostředí MATLAB.

5.2. Finální měření

Poté, co bylo provedeno množství zkušebních měření, bylo přistoupeno k závěrečným měřením, jejichž výstupem jsou data, se kterými je dále pracováno. Veškerá nastavení byla určena v rámci zkušebních měření a jsou shrnuta v dodatku v tabulce D1.

5.2.1. Konfigurace měření

Primárním účelem je provést taková měření, která by nám za daných technických možností mohla umožnit zjistit, zda vibrace stěn mají vliv na vlastnosti proudění vzduchového sloupce uvnitř ozvučny, a tím i na výsledný tón píšťaly. V tomto jsme však omezeni několika faktory. Ten nejzásadnější byl již zmíněn výše a je jím nízká frekvence záblesků laseru. Protože frekvence tónu, jaký hraje píšťala, a tím i frekvence kmitání stěny píšťaly je řádově vyšší než frekvence laseru, je nutné záblesky laseru synchronizovat právě na tento signál. Synchronizační box měřicího systému potřebuje na svém vstupu TTL signál. Proto je nutné nejprve sejmout vibrace stěny píšťaly a tento signál převést na TTL.

Vibrace stěny píšťaly jsou tedy snímány piezoelektrickým akcelerometrem, dále je tento signál filtrován pásmovou propustí tak, aby do zvukového analyzátoru, který provádí konverzi na TTL, vstupovala pouze první harmonická složka signálu, která odpovídá výšce tónu píšťaly.

Abychom měli navzorkováno dění uvnitř ozvučny píšťaly, musíme záblesky laseru spouštět v přesně stanovených okamžicích. Perioda byla tedy snímkována ve dvanácti různých časech, které rovnoměrně pokryjí peridou signálu. Tyto časy t_n jsme stanovili jednoduchým výpočtem:

$$t_n = n \cdot \frac{1}{12 \cdot f_p}, \quad (17)$$

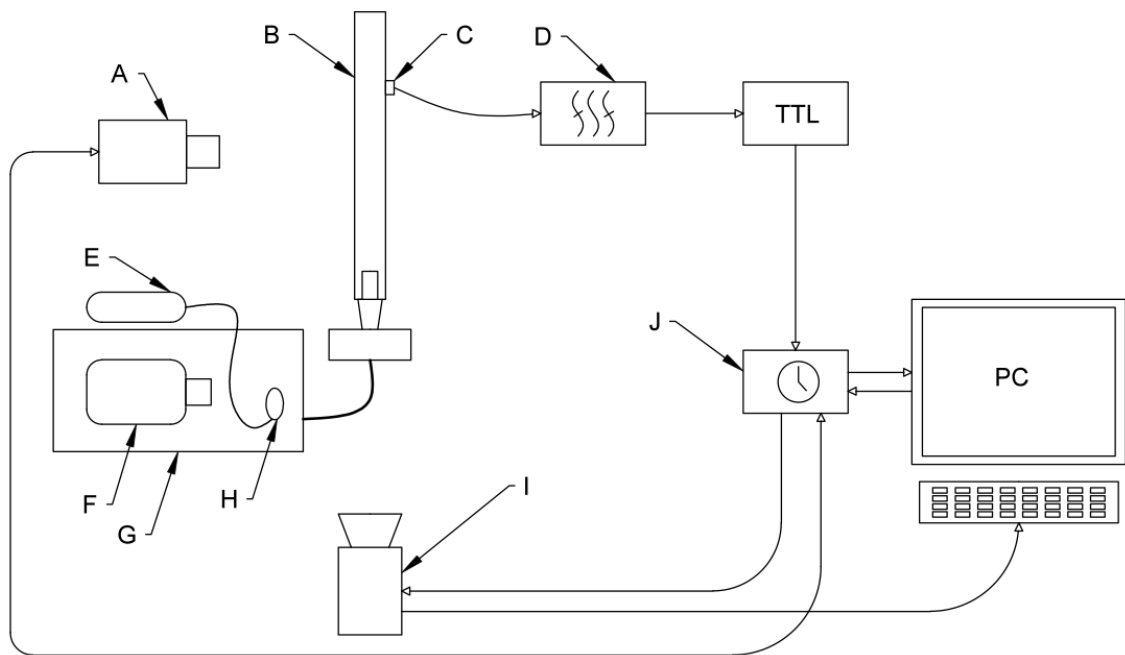
kde n je celé číslo, $n = 0, \dots, 11$ a f_p je frekvence tónu píšťaly. Čas t_n pak udává dobu, která musí uplynout mezi registrací synchronizačního pulsu a sepnutím laseru. Jedná se tedy vlastně o pozorování stroboskopického efektu. Prakticky je pak tento způsob měření realizován tak, že je v prostředí Dynamic Studio nastavena externí synchronizace a hodnoty zpoždění jsou ručně spočteny a pevně zadány. Pro další popis v textu bude pro jednotlivé okamžiky v rámci jedné periody používáno značení T , které nabývá hodnot $T = 0 - 11$, kdy hodnota T odpovídá fázovému zpoždění φ popsanému v tabulce 1.

Tab. 1: vztah mezi T a fázovým zpožděním

T	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$\varphi(^{\circ})$	0	30	60	90	120	150	180	210	240	270	300	330

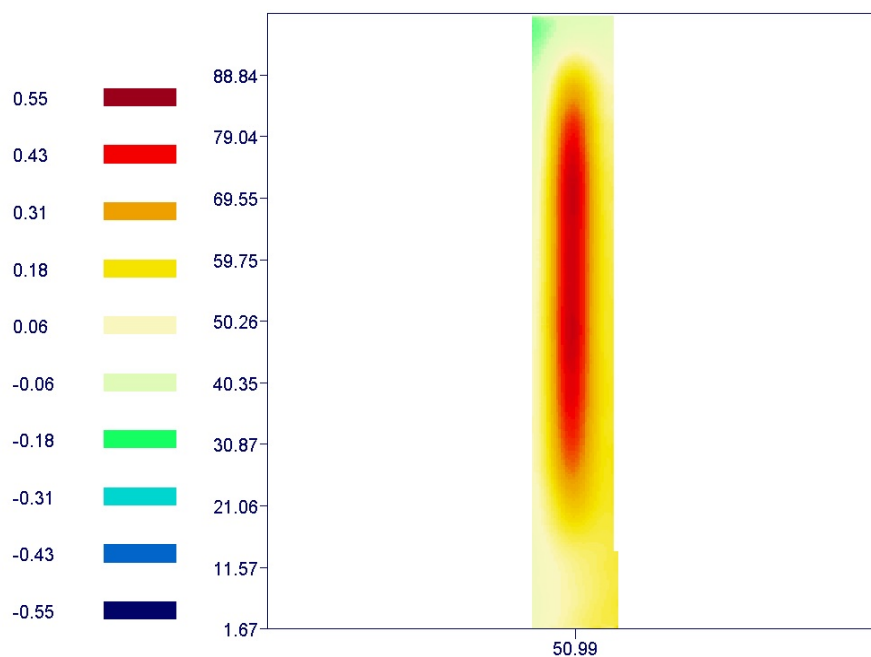
Celé měřicí ústrojí je znázorněno na obrázku 9.

Další omezení nám přináší zorné pole objektivu. V zásadě se snažíme sledovat co největší část píšťaly, musíme však být dostatečně blízko na to, abychom dosáhli dostatečně vysokého rozlišení stopovacích částic a byli jsme schopni vypočítat vektorové pole.



Obr. 9: Schéma měřicí soustavy, A - laser, B - měřená píšťala, C - akcelerometr, D - pásmová propust, E - lékařský inhalátor, F - kompresor, G - skříň kompresoru, H - hubice inhalátoru, I - vysokorychlostní kamera, J - synchronizační box

Jak ukázalo dřívější měření varhanních píšťal obdélníkového průřezu provedených v laboratoři HAMU pomocí metody ESPI (Electronic Speckle Pattern Interferometry), k největším výchylkám bočních vibrujících stěn dochází přibližně v jejich geometrickém středu (viz obrázek 10). Proto sledujeme proudění právě v této oblasti uvnitř píšťaly. Stejná měření zároveň ukazují, že stěnou, která vibruje nejvíce, je přední stěna, a to přibližně v místě, kde se nachází ústa píšťaly. My jsme však nuceni sledovat boční stěnu, jelikož, jak bylo zdůvodněno výše, pozorovat proudění v průřezu, který je kolmý na přední stěnu, nelze z důvodu silných odrazů záblesků laseru od protější stěny, což měření znemožňuje. Zároveň předpokládáme, že těsně u úst jsou turbulence v proudění způsobené vzdušným jazýčkem tak silné, že by pozorování hledaného jevu (souvislost mezi kmitáním stěny a děním uvnitř vzdušného sloupce) znemožnily.



Obr. 10: Maximum relativní výchylky vibrující boční stěny píšťaly v mm

5.2.2. Měřené režimy buzení píšťaly

Cílem experimentu je nalezení souvislosti mezi vibrací stěny píšťaly a děním ve vzdušném sloupci. Proto potřebujeme srovnání chování vzdušného sloupce při normálním provozu s takovým režimem, kdy by kmitání stěny nebylo způsobeno akustickým kmitáním vzdušného sloupce.

Prvním takovým režimem je foukání do stejné píšťaly, která má ústa zaslepena, takže nedochází ke generování tónu. Tento režim je však problematický, protože při něm ke kmitání stěn nedochází vůbec. Z toho důvodu není možné měření synchronizovat jako při režimu normálním, a tím nelze tyto dva režimy řádně srovnat.

Druhou možností je rovněž zaslepit ústa píšťaly a kmitání stěn píšťaly generovat externě. Při tomto režimu jsou stěny píšťaly buzeny akusticky, tedy reproduktorem, který hraje tón o stejné frekvenci, na které hraje píšťala normálně.

Pro provedení tohoto experimentu byly navrženy tři následující režimy buzení píšťaly:

1) Standartní režim - píšťala hraje

Píšťala je buzena stlačeným vzduchem z kompresoru smíšeným se stopovacími částicemi. Měření je synchronizováno na vibrace pravé stěny. Perioda je navzorkována ve dvanácti časových bodech určených vztahem (17). Pro každý takový okamžik je nasnímáno 50 dvojsnímků, výsledkem je 49 vektorových polí pro každý okamžik, celkem 588. Každé vektorové pole má 15 vektorů na šířku a 52 vektorů na výšku, celkem 780.

2) Nucený režim - píšťala nehraje, kmity nuceny reproduktorem

Píšťala je buzena stlačeným vzduchem z kompresoru smíšeným se stopovacími částicemi. Ústa píšťaly jsou zaslepena lepicí páskou, píšťala tedy negeneruje žádný tón. Pravé stěně jsou kmity vnuceny reproduktorem, který hraje harmonický signál o frekvenci 216 Hz. Pro každý takový okamžik je nasnímáno 50 dvojsnímků, dostáváme proto 49 vektorových polí, celkem 588. Každé vektorové pole má 15 vektorů na šířku a 52 vektorů na výšku, celkem 780.

3) Němý režim - píšťala nehraje

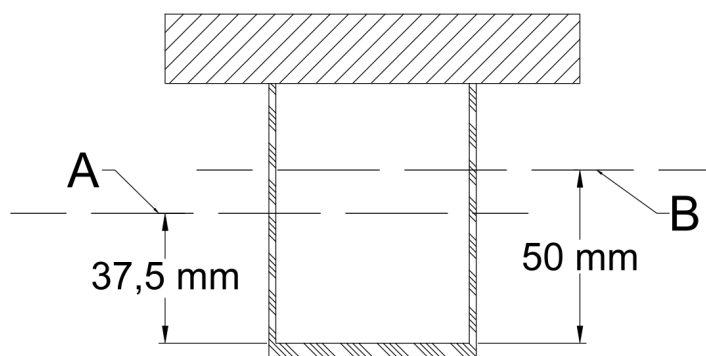
Píšťala je buzena stlačeným vzduchem z kompresoru smíšeným se stopovacími částicemi. Ústa píšťaly jsou zaslepena lepicí páskou, píšťala tedy negeneruje žádný tón. Stěna píšťaly nevibruje, synchronizace není možná. Nasnímáno je 201 dvojsnímků, celkem obdržíme 200 vektorových polí se 780 vektory. Tento režim byl snímán pouze pro sběr dat pro použití v budoucnosti, autor jej dále neanalyzuje právě kvůli nemožnosti synchronizace na vibraci stěny.

Pro další potřeby textu, pokud mluvíme o konkrétní realizaci měření, používáme symbol r . Ten tedy bude např. pro měření v rovině A v režimu 1 nabývat hodnot

$$r = 1 - 49.$$

V každém z těchto režimů jsou provedeny dvě sady měření, které se liší vzdáleností roviny řezu od přední stěny píšťaly. První měření je provedeno

v geometrickém středu, tedy ve vzdálenosti $z = 37,5$ mm (rovina A). Druhé měření je provedeno mimo geometrický střed v takové vzdálenosti, aby ještě nedocházelo k nadměrnému osvětlení zadní stěny píšťaly. Tato druhá sada měření byla provedena ve vzdálenosti $z = 50$ mm (rovina B).



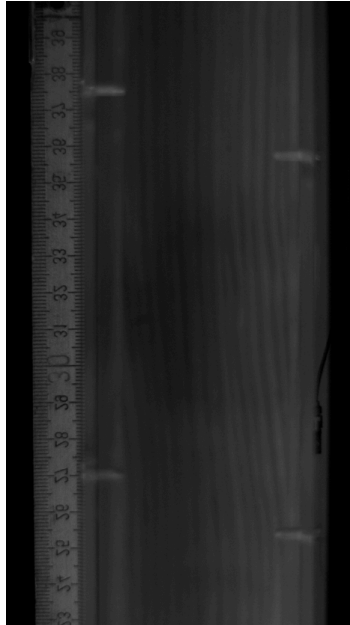
Obr. 11: Náčrt rovin měření

5.2.3. Kalibrace měření

Prostředí Dynamic Studio nabízí možnost automatické kalibrace. Pokud by k ní nedošlo, byly by výstupem analýzy pouze vektory udávající posun částic v pixelech. Pokud je před započítáním samotného měření udělán kalibrační snímek s referencí vzdálenosti, Dynamic Studio automaticky přepočítá vektory na posun v mm, respektive rychlost proudění na $\text{mm}\cdot\text{s}^{-1}$.

Prakticky je kalibrace provedena tak, že je vedle měřené píšťaly umístěno pravítko a odebrán jeden snímek. Ten je proveden bez předsazeného filtru bez osvětlení laserem, protože pravítko je umístěno přesně v řezu, který je následně měřen, takže by blokovalo laserový paprsek. Je tedy využito umělého osvětlení laboratoře.

V Dynamic Studiu jsou při kalibraci na kalibračním snímku označeny dva body a je zadána přesná vzdálenost v mm mezi nimi. Kalibrační algoritmus následně sám spočítá konstantu, kterou musí hodnoty v pixelech násobit.



Obr. 12: Kalibrační snímek

5.2.4. Výstup měření

Výstupem měření jsou data v textovém formátu. Každé jedno vektorové pole je zapsáno v jednom textovém souboru. Tyto soubory mají dvě části. Hlavičku, kde jediným pro nás zajímavým údajem je velikost mřížky, tedy 12 x 52 vektorů, a dále samotná data.

Jednotlivé vektory jsou zapsány v tabulce, každý vektor leží v jednom řádku, jednotlivé položky jsou od sebe odděleny tabulátorem, tedy znakem `\t`. Pro každý jeden vektor jsou nám k dispozici data popsána v dodatku v tabulce D2.

6. Zpracování dat

6.1. Předzpracování, import, zobrazení

Autor se rozhodl s naměřenými daty dále pracovat v prostředí MATLAB. Dynamic Studio umožňuje export naměřených dat přímo do MATLABu, ale pouze za

předpokladu, že je nainstalován na stejném počítači. Autor této funkce nemohl využít, proto data exportoval, jak bylo popsáno v kapitole 5.2.4. Takto uložená data však nejsou pro import do MATLABu úplně vhodná. Proto se autor rozhodl napsat univerzální skript v PERLu, který by imporování dat do MATLABu usnadnil.

PERL je interpretovaný programovací jazyk a pro tento účel je vhodný z několika důvodů. Prvním z nich je jistě jeho jednoduchost. Díky tomu, že je pro účel předzpracování možné zacházet jako s textem, velice se hodí snadná implementace úpravy textu pomocí regulárních výrazů (regex či regexp). Další výhodou jazyku PERL je, že jeho interpreter lze spustit jak na strojích s operačním systémem s unixovým jádrem, tak i v operačním systému MS Windows. Autorovi přišlo vhod, že v jím používaném systému MacOSX 10.9 je interpreter PERLu standartní systémovou součástí. Pro zjednodušení importu autor napsal skript import.pl který umožňuje jednoduché načtení potřebných dat pro další zpracování v MATLABu.

Jedním z úkolů této práce je rovněž naměřená data vhodně anotovat a uspořádat takovým způsobem, aby bylo možné se v nich co nejjednodušším způsobem zorientovat a zobrazovat přesně ty části měření, které jsou potřebné pro tu kterou další analýzu. S tímto úkolem se autor práce vyrovnal takovým způsobem, že vytvořil grafickou aplikaci v prostředí MATLAB, která toto umožňuje. Jak skript pro import, tak aplikace pro další manipulaci s daty bude dána k dispozici laboratoři hudební akustiky HAMU pro další použití.

6.1.1. Přepoklady správné funkce skriptu pro import

Jak bylo popsáno v kapitole 5.2.2, v rámci jednoho měřeného režimu je měřeno v několika časových okamžicích v jedné periodě a v každém z těchto okamžiků je provedeno vícero měření. Pro to, aby skrip správně fungoval, je nutné, aby byla zpracovávaná data uložena takovým způsobem, že měření z jednotlivých okamžiků jsou uložena v samostatných adresářích, jejichž jména jsou ve stejném pořadí, v jakém po sobě data následují v čase, resp. v jakém pořadí je budeme chtít mít seřazena. Dále je nutné, aby skript import.pl byl umístěn v adresáři, který obsahuje seřazené složky s daty, a aby tam kromě složek s daty a souboru se skriptem nebylo nic jiného.

Dále je nutné, aby textové soubory s daty obsahovaly minimálně tyto sloupce: x, y, U[m/s], V[m/s], Length[m/s] a Status a rovněž aby jednotlivá měření (jednotlivé soubory) obsahovaly stejný počet vektorů. Tento postup je možné použít i do budoucna.

6.1.2. Výstup skriptu

Skript import.pl má v zásadě dva výstupy. Prvním z nich jsou předzpracovaná naměřená data, která uloží do import_data. Tato data jsou zbavena redundantních informací, pokud jsou přítomné. Zároveň je desetinná čárka zaměněna za desetinnou tečku (požadavek MATLABu).

Druhým výstupem je funkce importpiv.m, což je PERLEM vygenerovaná funkce, která lze spustit v MATLABu a která se postará o správný import předzpracovaných dat pro další použití. Výhodou tohoto přístupu je, že umožňuje stejný přístup k datům z jakéhokoliv zdroje (resp. měřicího systému) za předpokladu, že data jsou uložena ve formátu popsaném v podkapitole 6.1.1.

6.1.3. Struktura dat po jejich načtení

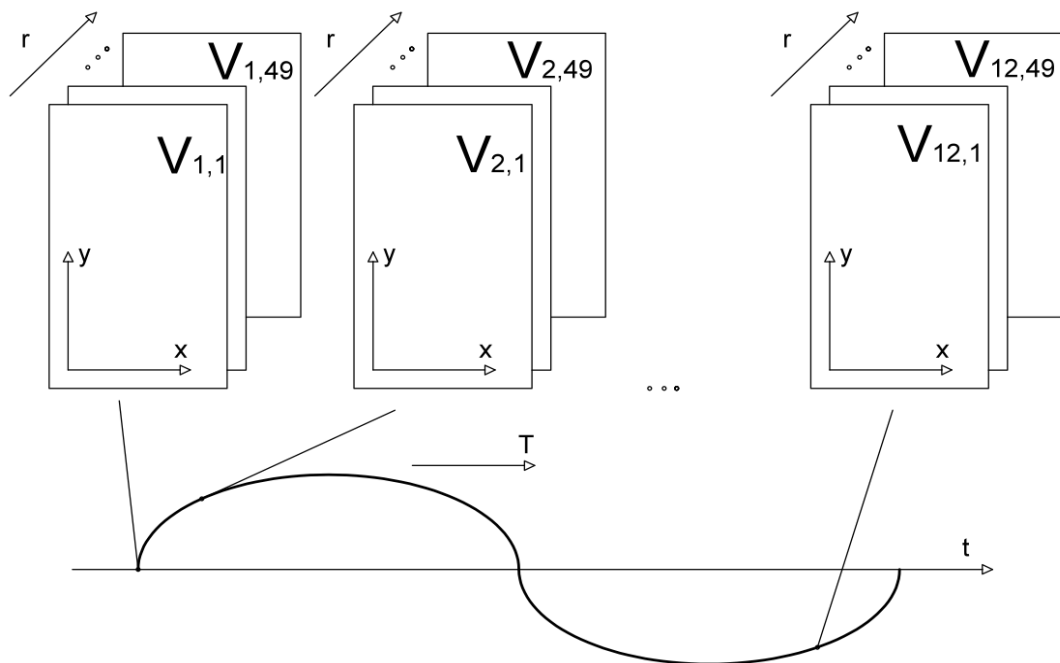
Pro další zpracovávání dat naměřených metodou PIV je nutné přesně znát jejich strukturu, mít je vhodně uspořádána. Po načtení skriptem importpiv.m jsou data uspořádána do čtyřrozměrné matice. To dále umožňuje s nimi jednoduchým způsobem pracovat pomocí výběru dimenzí, v jakých jsou výpočty prováděny.

Čtyřrozměrná matice má velikost $M \times N \times O \times P$, kde M je počet vektorů v každém vektorovém poli, N je počet informací, které ke každému vektoru máme, O je počet realizací pro každý vektor a P je počet okamžiků v periodě, ve kterých měření provádíme.

Jako příklad nám poslouží data z měření proudění v rovině A 37 mm od přední stěny píšťaly v režimu 1 (viz kapitolu 5.2.2). Každé naměřené vektorové pole obsahuje 780 vektorů (15×52). Ke každému vektoru je k dispozici dvojice jejich souřadnic ($x = 0 - 14$, $y = 0 - 51$), rychlost proudění ve směrech x a y (U a V), délka vektoru (aby nebylo nutné ji znovu vypočítávat) a status. To je dohromady 6 informací pro každý

vektor. Perioda je vzorkována ve dvanácti okamžicích, pro každý tento okamžik je naměřeno 49 vektorových polí. To znamená, že v tomto příkladě bude mít výsledná čtyřrozměrná matice obsahující veškerá data z měření velikost $780 \times 6 \times 48 \times 12$ položek.

Pro další zpracování jsou pro nás nejzajímavější data $U[\text{m/s}]$ a $V[\text{m/s}]$. Ty nám dávají jasnou informaci o naměřených rychlostních vektorech a jsou používána pro jejich zobrazování. Pro měření v každé rovině a v každém režimu máme k dispozici vektorová rychlostní pole $V_{T,r}$, kde T je umístění v periodě a r je realizace, kterou můžeme znázornit způsobem, který je naznačen na obrázku 13.



Obr 13: Znázornění naměřených vektorových polí

Pro každou část periody $T = 1 - 12$ máme naměřeno celkem 49 vektorových polí V .

6.1.4. Souřadný systém dat

Souřadnice vektorů jsou načteny ve formátu celých čísel. Dávají nám tedy informaci o relativní pozici vektoru. Všechna provedená měření nám poskytují 15×52 vektorů. Hodnota souřadice $x = 0 - 14$, $y = 0 - 51$.

6.1.5. Uložení dat a jejich další zobrazení

Uložení dat a jejich další zpracování je umožněno grafickou aplikací napsanou v prostředí MATLAB. Účelem této aplikace je, aby svým uživatelům umožnila jednoduchou orientaci v naměřených datech a snadný způsob jejich zobrazení. Dále tato aplikace umožňuje zobrazení výsledků jednoduchých analýz. Možnosti zobrazení, které tato aplikace nabízí, jsou tyto :

- zobrazení celého naměřeného vektorového pole
- zobrazení výřezu vektorového pole
- zobrazení časového průběhu hodnoty U nebo V pro jeden konkrétní bod
- zobrazení časového průběhu hodnoty U nebo V pro jeden konkrétní sloupec
- zobrazení časového průběhu hodnoty U nebo V pro jeden konkrétní řádek
- zobrazení prostorového průběhu hodnoty U nebo V v jednom řádku či sloupci v jednom konkrétním čase

Všechny tyto typy zobrazení jsou samozřejmě k dispozici i pro průměrná vektorová pole, která aplikace spočítá z naměřených realizací.

Dále aplikace nabízí možnost provedení následujících analýz:

- Ověření normality rozložení naměřených dat pomocí Kolmogorova – Smirnovova testu a vizualizaci výsledků
- Autokorelaci hodnot U a V v konkrétním bodě a čase přes jednotlivé realizace

Tímto způsobem je splněn požadavek na to, aby byla data seřazena a anotována. Pokud je totiž použit skript import.pl a následně aplikace v prostředí MATLAB, neměl by uživatel mít problém s orientací v naměřených datech.

6.2. Kontrola validity dat

Již od fáze návrhu experimentu je jasné, že jsme zásadním způsobem omezení frekvencí záblesků laseru, která je pouhých 15 Hz. Experiment je tedy postaven na sledování stroboskopického efektu, protože použitý laser ani pro pozorování jevů na vyšší frekvenci jiný přístup neumožňuje. Předpokladem proto je, že hledané jevy budou tímto způsobem pozorovatelné. To znamená, že naměřená data pro jednotlivé vektory pro jednotlivé okamžiky v periodě budou homogenní, tedy že o nich lze prohlásit, že jsou Gaussovsky rozdělená. Před další analýzou musíme tento předpoklad ověřit, tedy provést průzkumovou analýzu dat.

"Pro průzkumovou analýzu se užívají především grafické metody, které umožňují komplexní posouzení statistických zvláštností dat. Tyto metody jsou vhodné také pro zjednodušení popisu dat, identifikaci typu rozdělení výběru, atd." ([12], str. 76). Kromě grafického ověření však rovněž můžeme použít i několik testů, které jsou již implementovány v prostředí MATLAB. Testována jsou zvláště rozdělení pro hodnoty $U[\text{m/s}]$ a $V[\text{m/s}]$.

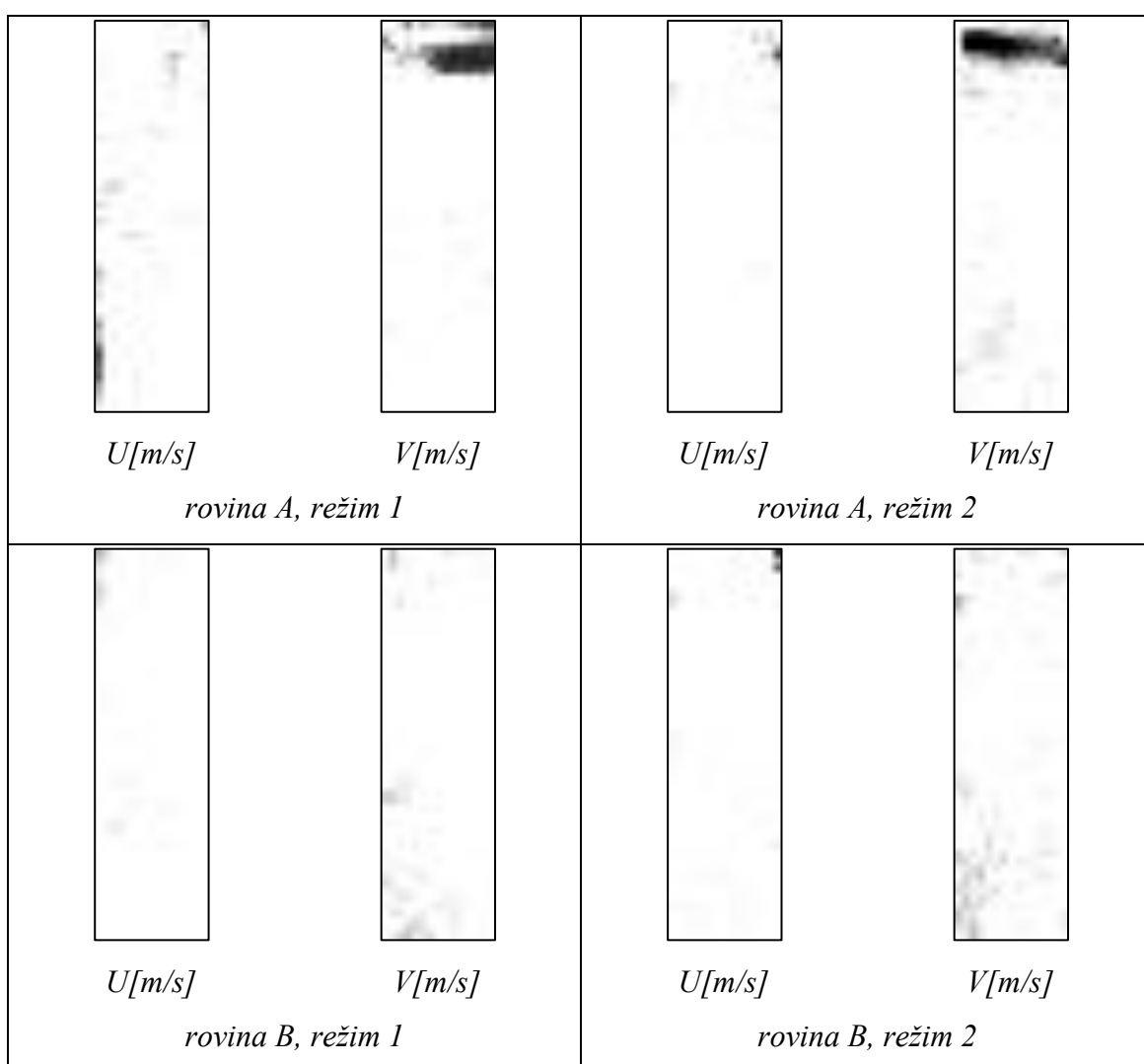
6.2.1. Numerické ověření

Pro testování normality naměřených dat byly použity dva testy: Chi-kvadrát (metoda `chi2gof`) test a Kolmogorovův – Smirnovův test (metoda `kstest`). Oba testy jsou standartními součástmi prostředí MATLAB. Autor se následně rozhodl používat druhý zmíněný test kvůli jednodušší implementaci a kvůli jeho vyšší přesnosti – test zamítá více naměřených hodnot.

Kolmogorovův – Smirnovův test ověřuje, zda je soubor dat na jeho vstupu vzorkem normálního rozdělení se zadanými parametry μ (střední hodnota) a σ (směrodatná odchylka). Pro každý bod v každém měřeném okamžiku jsou tedy tyto parametry určeny zvláště pro složky rychlosti $U[\text{m/s}]$ a $V[\text{m/s}]$ a následně je proveden test, který nulovou hypotézu, že se jedná o normální rozložení, ověřuje na hladině

významnosti 5%. To znamená, že pravděpodobnost chybného zamítnutí nulové hypotézy je nižší než 5%.

Pro vizualizaci rozložení normality dat použil autor následující způsob: pro každý bod v každém okamžiku je zjištěna normalita. Každý bod má rovněž zavedený indikátor normality in . Pokud naměřená data nemají normální rozložení, je k tomuto indikátoru přičtena jednička. Protože máme každý bod proměřen ve dvanácti okamžicích, výsledná velikost indikátoru je $in = 0 - 12$. Na obrázku **X** je to zobrazeno tak, že čím vyšší je in pro každý bod, tím je pixel obrázku reprezentující tento bod tmavší.



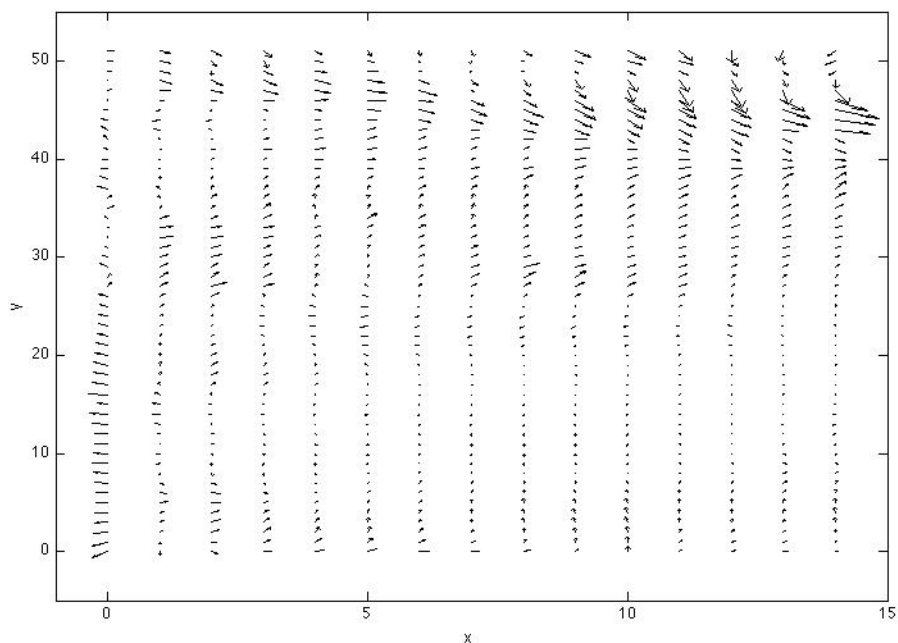
Obr. 14: Vizualizace in pro jednotliv. měření a pro jednotliv. složky vektoru rychlosti

Z vizualizace na obrázku 14 je vidět, že vektorů s jiným než normálním rozdělením je více při měření v rovině A a že obecně jich je více pro složku V [m/s]. Poměr počtu vektorů označených jako negaussovské je uveden v tabulce 2.

Tab. 2.: poměr počtu negaussovských vektorů pro jednotlivá měření

rovina	režim	U[m/s]	V[m/s]
A	1	6,2 %	10,3 %
A	2	1,9 %	16,4 %
B	1	2,4 %	7,4 %
B	2	1,8 %	13,9 %

Zajímavé na těchto výsledcích jsou dva jevy. Z vizualizace normality pro měření v rovině A v režimu 1 pro složku U [m/s] je vidět, že velké množství zamítnutých dat je v levém slouci ($x = 0$). To je dáno tím, že těsně u stěny píš'aly dochází k silnému rozptylu laserového paprsku, a z toho důvodu jsou data nedůvěryhodná.



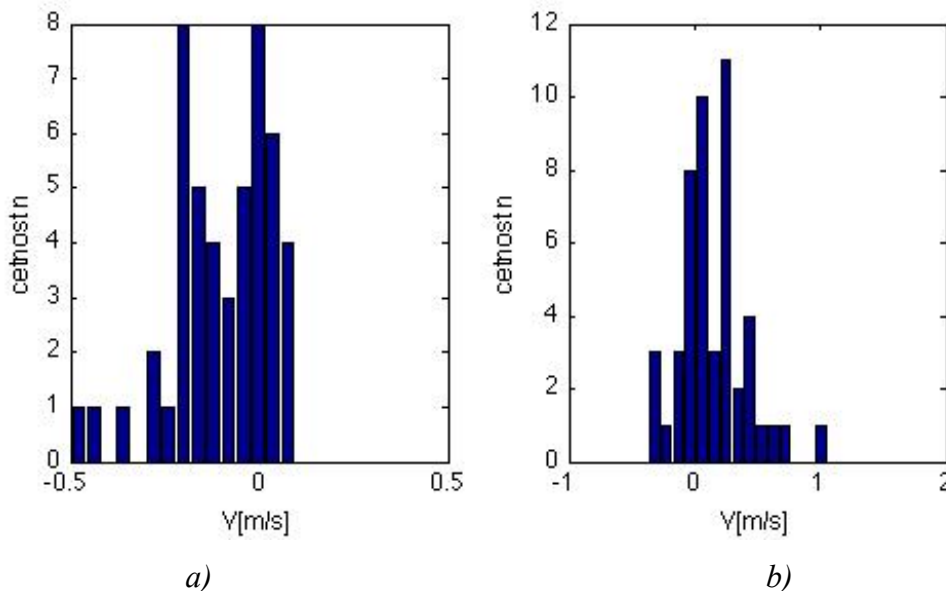
Obr.15: Vizualizace vektorového pole pro rovinu A, režim 1, $T = 1$, $r = 1$

Z vizualizace normality pro složku V [m/s] v rovině A je zase vidět, že nejvíce nedůvěryhodných vektorů je v horní části měřené oblasti. Právě v této oblasti přitom dochází k největším hodnotám ve složce U [m/s], jak je vidět na obrázku 15.

6.2.2. Grafické ověření

Grafické ověření bylo provedeno následně po ověření numerickém pomocí sledování tvaru histogramů složek U [m/s] a V [m/s] pro náhodně vybrané body ve všech kombinacích měřených rovin a režimů a pro všechny hodnoty T . Tímto způsobem bylo ověřeno, že numerická validace funguje správných způsobem. Na obrázku X je uveden příklad detekovaného normálního a nenormálního rozdělení pro hodnotu V [m/s] pro měření v rovině B v režimu 1, $T = 12$.

Z primárního ověření dat je patrné, že velikou část z nich můžeme použít pro další zpracování. Data, která byla indentifikována jako negaussovská, jsou z dalšího zpracování vyloučena.



Obr. 16: histogram hodnot V [m/s] pro rovinu B, režim 1, $T = 12$,

a) nenormální rozdělení, $x = 0$, $y = 51$

b) normální rozdělení, $x = 8$, $y = 27$

7. Analýza

V předchozí kapitole byl popsán způsob, jakým bylo ověřeno, že naměřená data podléhají normálnímu rozdělení. To však ještě neznamená, že jsou tato data vhodná k detekci souvislosti mezi kmitáním stěny píšťaly a děním ve vzdušném sloupci uvnitř píšťaly. Cílem této práce není nalezení této souvislosti a její kvalifikace a kvantifikace, ale posouzení, zda je hledání této souvislosti použitou metodou vůbec možné.

Pro posouzení možnosti aplikace metody PIV s daným technickým vybavením laboratoře přistoupil autor k několika testům, které by otázku vhodnosti měly rozhodnout.

7.1. Vzájemná korelace sousedních bodů přes prostor v jednom čase

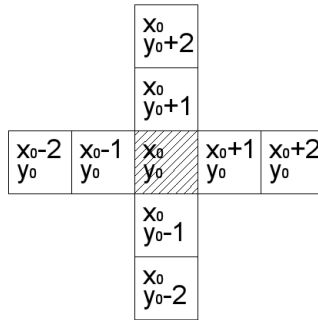
Prvním jednoduchým testem, který autor provedl, je otestování jednoduché hypotézy, že vektory v sousedních bodech se od sebe v jednom čase nebudou zásadně lišit. Opak by znamenal, že proudění vzduchu uvnitř píšťaly je tak silně turbulentní, že další hledání vlivu vibrace stěny na proudění by bylo značně problematické, ne-li nemožné.

Již na obrázku 15 je vidět, že vektory, které spolu sousedí, se od sebe navzájem příliš neliší ve směru ani ve velikosti. Toto se dá demonstrovat vzájemnou korelací sérií hodnot U a V , $s_U = U(x,y,T,r \Sigma <1;49>)$ a $s_V = V(x,y,T,r \Sigma <1;49>)$, naměřených ve 49 realizacích v konkrétních bodech se sériemi hodnot v bodech sousedních. Pro bod s konkrétními souřadnicemi x_0 a y_0 budeme vychýlený odhad vzájemné korelace R_{UN} , resp. R_{VN} provádět s body o souřadnicích vynesných v tabulce 3.

Tab. 3: souřadnice sousedních bodů pro vzájemnou korelaci

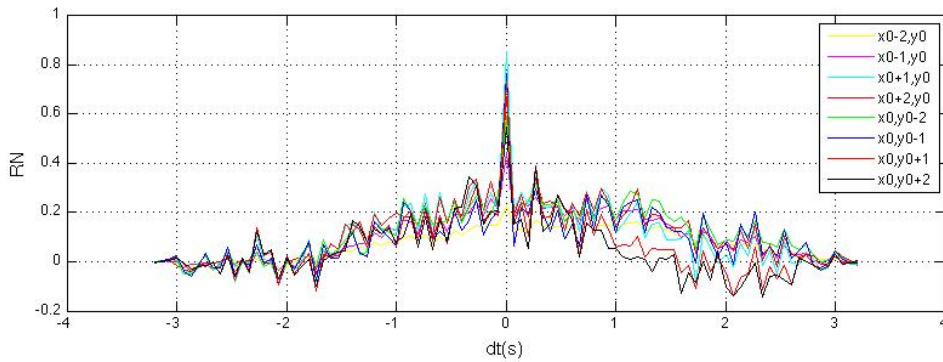
N	1	2	3	4	5	6	7	8
x	$x_0 - 2$	$x_0 - 1$	$x_0 + 1$	$x_0 + 2$	x_0	x_0	x_0	x_0
y	y_0	y_0	y_0	y_0	$y_0 - 2$	$y_0 - 1$	$y_0 + 1$	$y_0 + 2$

Jedná se tedy o křížové okolí bodu x_0, y_0 znázorněné na obrázku 17.

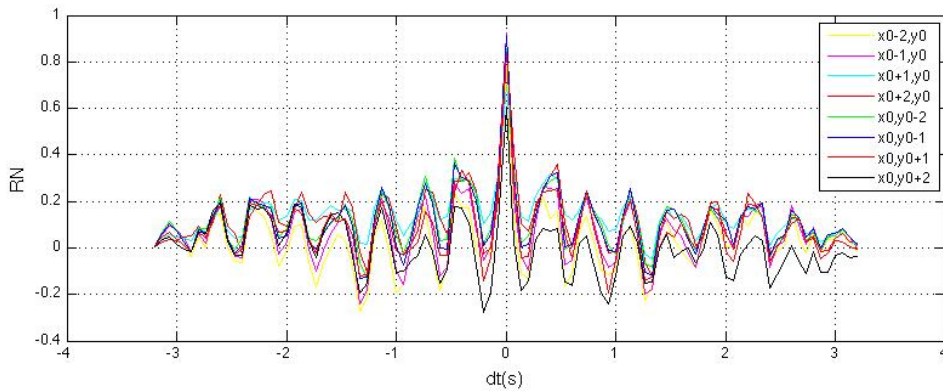


Obr. 17: Znázornění křížového okolí pro prostorovou korelaci

Odhad korelační funkce R_N je normován takovým způsobem, aby odpovídal hodnotě 1 tehdy, kdy by vzájemná energie signálů byla rovná energii toho signálu z korelované dvojice signálů, který má vyšší energii.



a) korelace pro hodnoty U



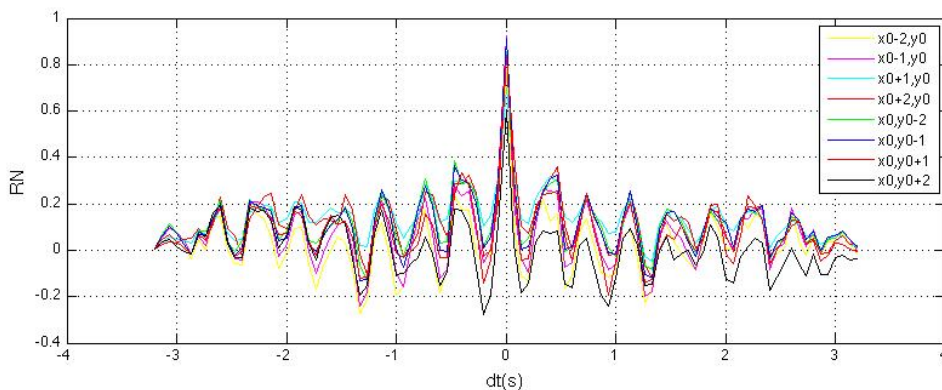
a) korelace pro hodnoty V

Obr. 18: Vzájemná korelace pro bod $x = 5, y = 20, T = 9$, rovina A , režim I

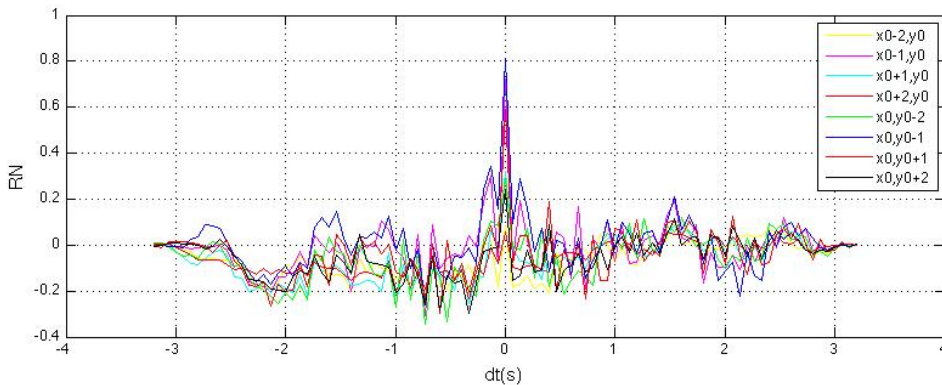
Pro účely tohoto textu jsou vybrány dva příklady – pro rovinu A režim měření 1 a pro rovinu B režim měření 2. Vždy jeden bod a v tomto bodě je vypočítána korelace pro hodnoty U i V . Tyto příklady jsou zobrazeny na obrázcích 18 a 19.

To samé, co pro dva konkrétní případy, bylo pozorováno i v jiných bodech, v jiných částech periody, v jiných kombinacích roviny měření a měřeného režimu – tedy že maximální korelační koeficient se objevuje při nulovém časovém posunu, při jiných než nulových posunech korelace strmě klesá a že vzájemná energie E_N při nulovém časovém posunu je rovna přibližně 80 % až 90 % energie samotného původního signálu v centru křížového okolí.

Pro demonstraci toho, že vzájemná energie E_N mezi signálem v bodě x_0, y_0 klesá se vzdáleností, je možné vykreslit prostorový průběh těchto maxim (obrázek 20). Na souřadnicích $x = 0, y = 0$ je vzájemná energie maximální – signál má maximální vzájemnou energii sám se sebou. Čím je bod v křížovém sousedství vzdálenější, tím je vzájemná energie nižší.

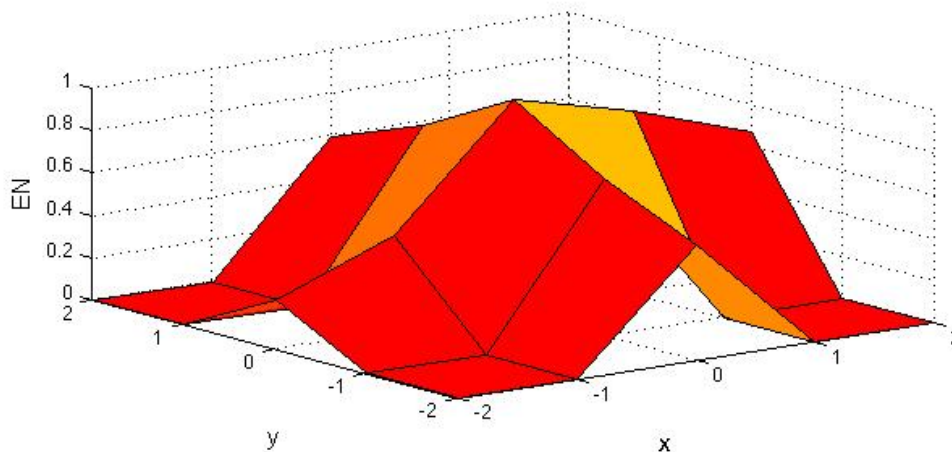


a) korelace pro hodnoty U



a) korelace pro hodnoty V

Obr. 19: Vzájemná korelace pro bod $x = 7, y = 14, T = 5$, rovina B, režim 2



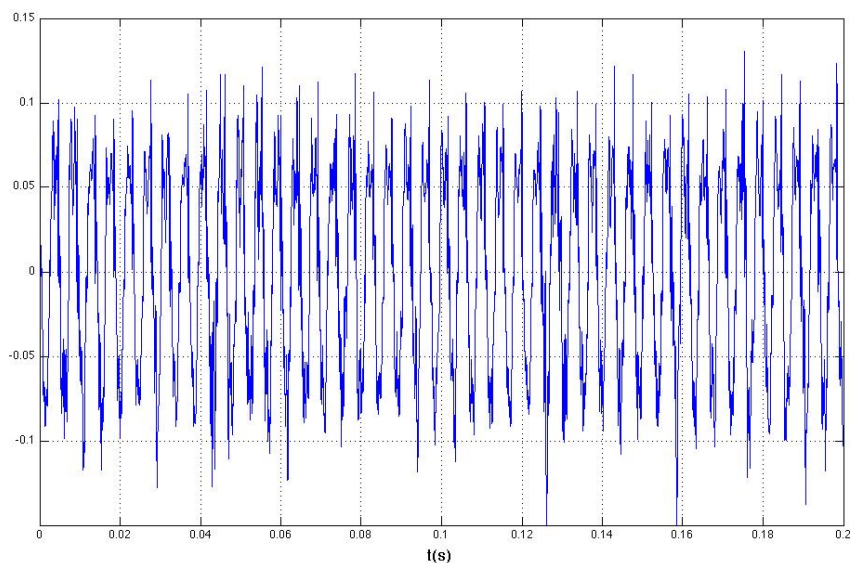
Obr. 20: Průběh vzájemné energie v křížovém okolí pro hodnoty U , $x_0 = 5$, $y_0 = 20$,
 $T = 9$, rovina A , režim 1

Z tohoto pozorování vyplývá, že v rámci prostoru se naměřený signál, rychlost proudění U a V ve směrech x a y chovají autorem předpokládaným způsobem. To je ostatně vidět již na obrázku 20, kde jsou si vektory v blízkém okolí dosti podobné.

7.2. Autokorelace v jednom bodě a čase

Abychom navzorkovali periodu předpokládaného jevu, pro každý časový okamžik $T = 1 - 12$ máme 49 realizací r . Je však možné, že hledaný jev má jinou frekvenci, než na kterou je synchronizován. Na obrázku 21 je také vidět, že amplituda vibrací stěny kolísá.

To může být způsobeno tím, že vibrace stěny je dána vnuceným kmitáním, které má frekvenci vzdušného jazýčku, a kmitáním stěny na její vlastní frekvenci. Laser je schopen proudění vzorkovat s frekvencí 15 Hz. Proto čekáme, pokud při každém dalším odebíraném snímku vzorkujeme část periody vibrací stěny s jinou amplitudou.

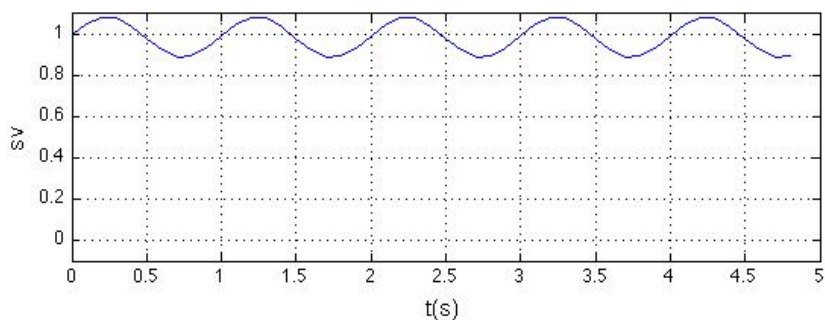


Obr. 21: Časový průběh výchylky stěny

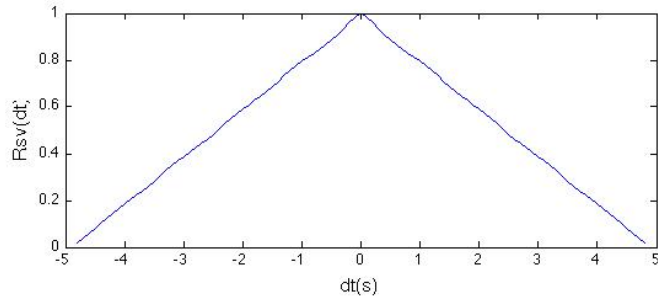
Demonstrovat to můžeme následujícím způsobem: mějme harmonický signál s o základní frekvenci $f = 200$ Hz amplitudově modulován harmonickým signálem s desetinnou amplitudou a desetinnou frekvencí $f_m = 11$ Hz

$$s(t) = (1 + 0,1 \cdot \sin(2\Pi f_m t)) \cdot \sin(2\Pi f t).$$

Odeberme z tohoto signálu 49 vzorků s vzorkovací frekvencí $f_s = 10$ Hz a s časovým odstupem odpovídajícím čtvrtině periody vzorkovaného signálu. Získáme sérii vzorků s_v , která je znázorněna na obrázku 22. Z obrázku je jasně patrné, že se rovněž jedná o periodický signál. Pokud si zobrazíme vychýlený odhad jeho autokorelační funkce $R_{s_v}(dt)$ normovaný na 1 při nulovém posunu (v MATLABu parametr `'coeff'`), dostaneme trojúhelníkový průběh, jak je vidět na obrázku 23.

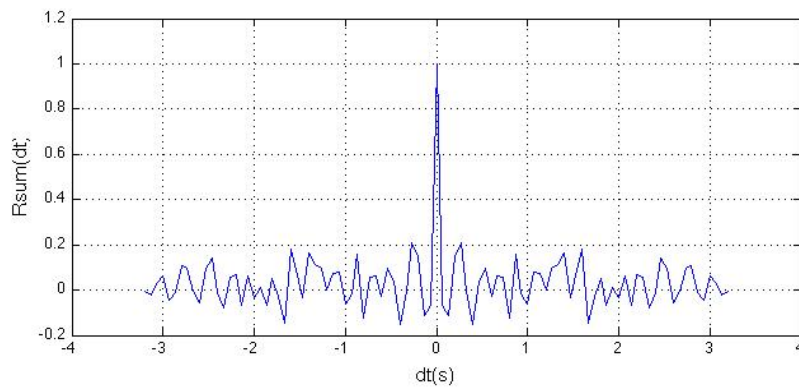


Obr 22: Časový průběh série vzorků s_v

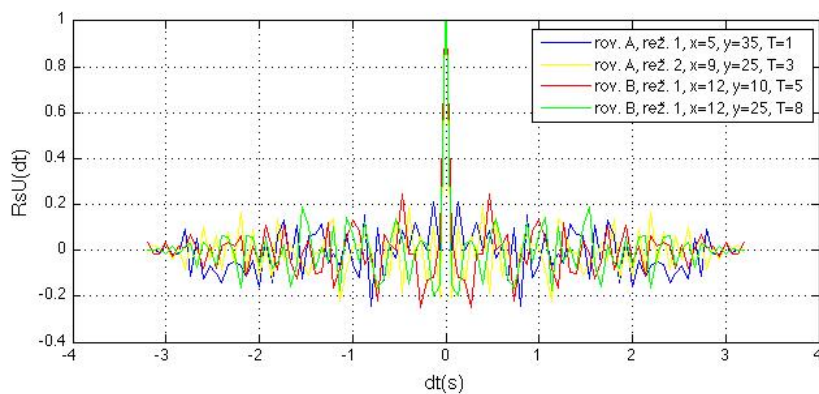


Obr 23: Autokorelační funkce série vzorků s_V

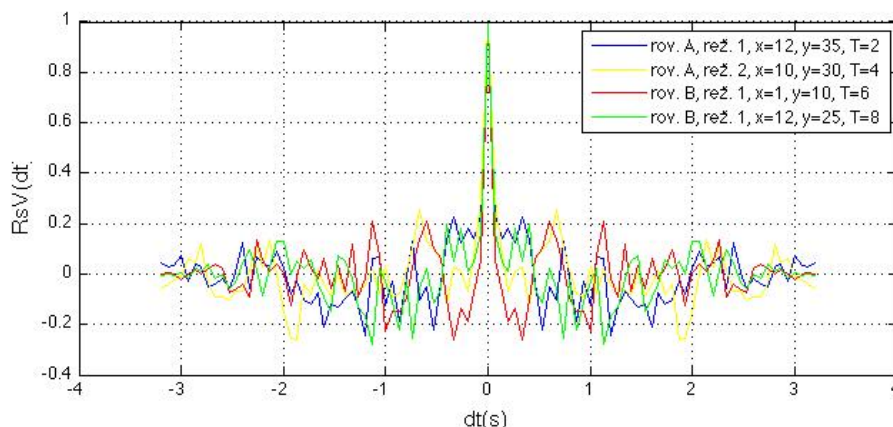
Nyní provedeme to samé s naměřenými daty. Jako série vzorků nám poslouží 49 hodnot různých sérií $s_U = U(x,y,T,r \Sigma <1;49>)$ a $s_V = V(x,y,T,r \Sigma <1;49>)$. Z výsledků je patrné, že očekávanou podobu autokorelační funkce nenacházíme. Naopak, autokorelační funkce všech testovaných hodnot mají charakter autokorelace bílého šumu. Na obrázcích 25 a 26 je vybráno několik autokorelačních funkcí sérií R_{s_U} , resp. R_{s_V} , pro ilustrační srovnání s autokorelační funkcí 49 vzorků bílého šumu na obrázku 24.



Obr 24: Autokorelační funkce bílého šumu



Obr. 25: Autokorelační funkce vybraných sérií s_U

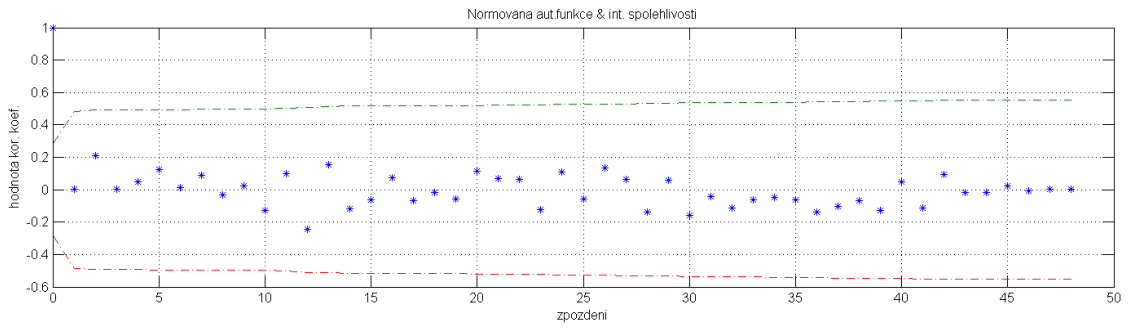


Obr. 26: Autokorelační funkce vybraných sérií s_V

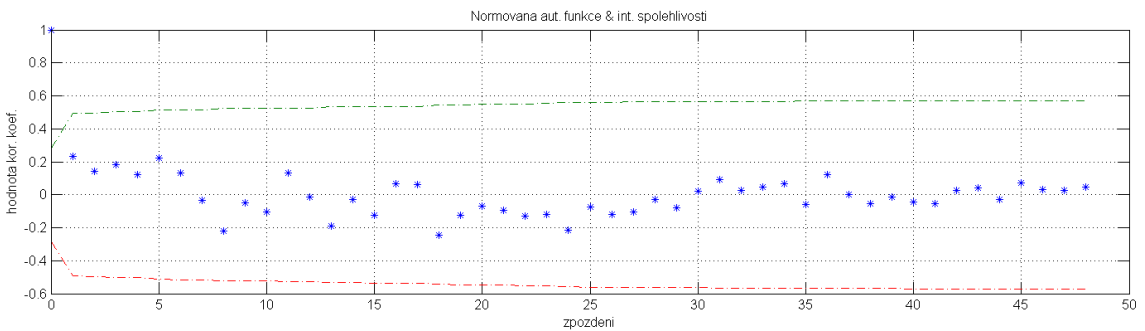
Tuto hypotézu potvrzuje i testování pomocí intervalů spolehlivosti pro odhad autokorelační funkce [13]. Z vypočteného odhadu autokorelační funkce je vypočítána směrodatná odchylka a následně je zkonstruován interval spolehlivosti o délce 2σ . Pokud zvolíme pravděpodobnost $\alpha = 0.05$, pak v případě, že absolutní hodnota příslušného korelačního koeficientu je menší, než interval spolehlivosti pro dané zpoždění (hodnota leží uvnitř intervalu), pak můžeme s pravděpodobností 95 % daná korelační koeficient prohlásit za nulový. Pro ilustraci uvádíme výsledky tohoto testu pro autokorelační funkce zjištěné ve dvou bodech pro hodnotu U, resp. pro hodnotu V.

Z výsledků je patrné, že jediný korelační koeficient, který nepovažujeme za nulový, je korelační koeficient pro nulový posun. Zbytek všech koeficientů leží uvnitř intervalů spolehlivosti, takže tyto koeficienty považujeme za nulové. A to odpovídá autokorelační funkci bílého šumu.

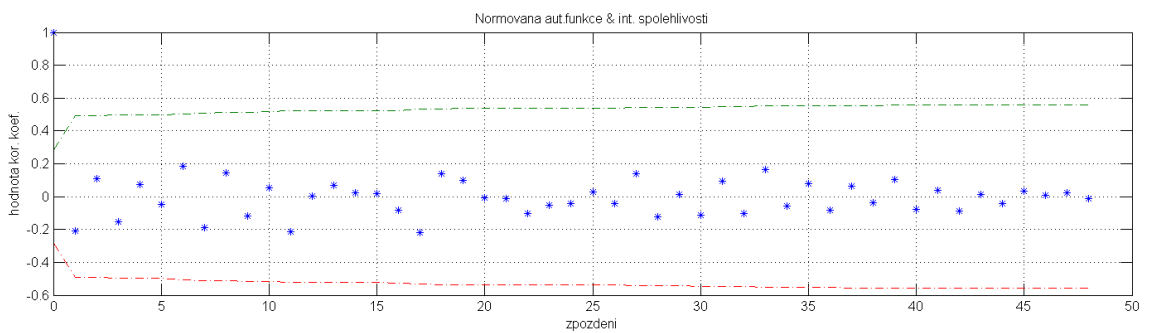
Z toho vyvozujeme, že naměřená data z tohoto ohledu nejsou konzistentní a jejich vhodnost k detekci hledaného jevu (vliv vibrace stěny na proudění) je diskutabilní.



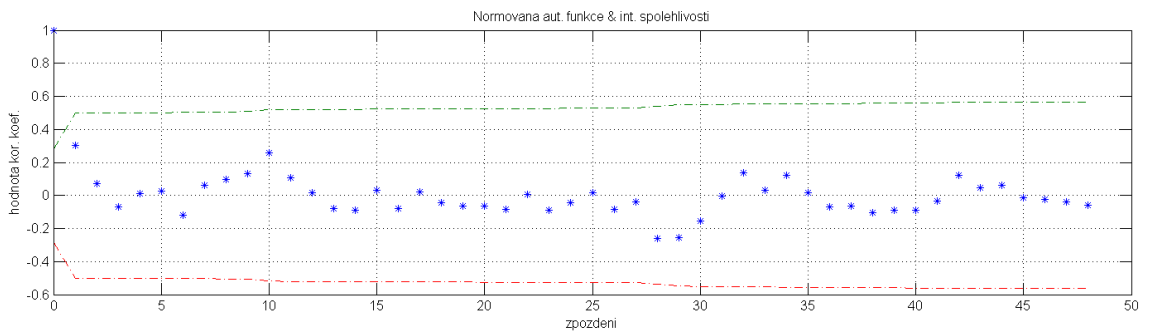
a) hodnota U , rovina A , režim 1, $x = 5$, $y = 35$, $T = 1$



b) hodnota U , rovina A , režim 2, $x = 9$, $y = 25$, $T = 3$



c) hodnota V , rovina A , režim 1, $x = 12$, $y = 35$, $T = 2$



d) hodnota V , rovina A , režim 2, $x = 10$, $y = 30$, $T = 4$

Obr. 27: Odhad autokorelační funkce a interval spolehlivosti

7.3. Vliv směrodatné odchylky

Experiment je postaven na předpokladu, že pokud skutečně dochází k vlivu vibrace stěny na vzdušný sloupec, bude mít tento jev stejnou frekvenci jako vibrující stěna. Proto bylo také přistoupeno k tomu, že tento jev bude hledán pomocí stroboskopického efektu, tedy vzorkováním daných okamžiků periody předpokládaného jevu v několika realizacích, následným průměrováním a poté další analýzou. Jiný přístup by byl ostatně dosti problematický kvůli technickému omezení danému frekvencí laseru.

Jestliže čekáme, že hledaný jev bude periodický, můžeme zanedbat stejnosměrnou složku signálu. Předpokládáme, že proudění v pístě je ustálené, je možné ho reprezentovat stejnosměrnou složkou a hledaný jev je na tuto složku superponován.

Pro měření v konkrétní rovině a v konkrétním režimu máme tedy soubor vektorových polí $\mathbf{V}_{T,r}$ a z nich spočítáme průměrná vektorová pole $\bar{\mathbf{V}}_T$:

$$\bar{\mathbf{V}}_T = \frac{\sum_{r=1}^{49} \mathbf{V}_{T,r}}{49}. \quad (18)$$

Následně je pro každý jednotlivý bod spočítána průměrná hodnota U a V přes celou periodu $\bar{U}(x,y)$ a $\bar{V}(x,y)$:

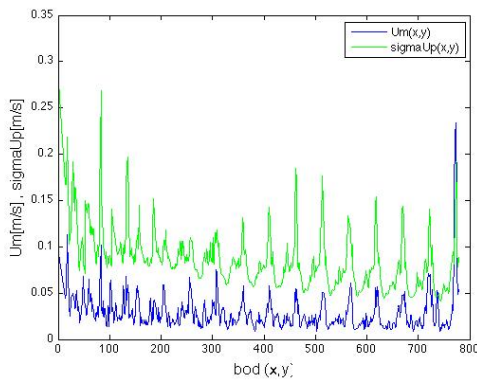
$$\bar{U}(x,y) = \frac{\sum_{T=1}^{12} U_{x,y,T}}{12}, \quad (19)$$

$\bar{V}(x,y)$ spočítáme obdobně, následně jsou tyto průměrné hodnoty od všech naměřených hodnot odečteny,

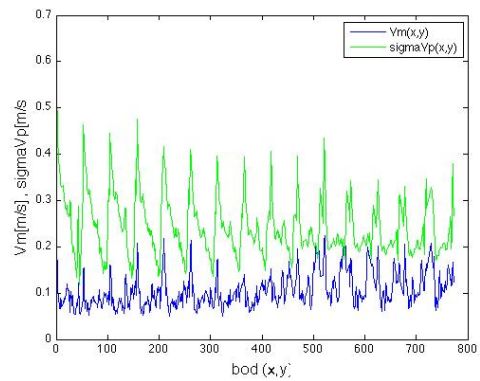
$$U_s(x,y,T) = U(x,y,T) - \bar{U}(x,y), \quad (20)$$

a tím je dosaženo odstranění stejnosměrné složky, díky čemuž můžeme sledovat pouze složku střídavou $U_s(x,y,T)$ a $V_s(x,y,T)$, kde čekáme vliv vibrace stěny.

Poté pro každý bod najdeme z hodnot $U_s(x,y,T)$ a $V_s(x,y,T)$ jeho maximální hodnotu $U_m(x,y)$ a $V_m(x,y)$, tedy vlastně amplitudu střídavé složky. Dále pro každý bod v každé části periody spočítáme směrodatnou odchylku $\sigma_U(x,y,T)$ a $\sigma_V(x,y,T)$ a najdeme jejich průměrnou hodnotu $\sigma_{Up}(x,y,T)$ a $\sigma_{Vp}(x,y,T)$. Tyto hodnoty následně porovnáme s odpovídajícími hodnotami $U_m(x,y,T)$ a $V_m(x,y,T)$. Toto porovnání je vidět na obrázcích 28 a 29.

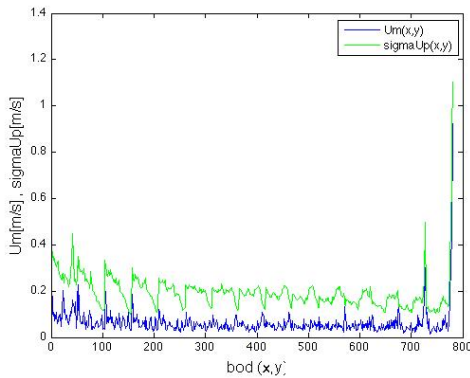


$U_m(x,y,T)$ vs $\sigma_{Up}(x,y,T)$

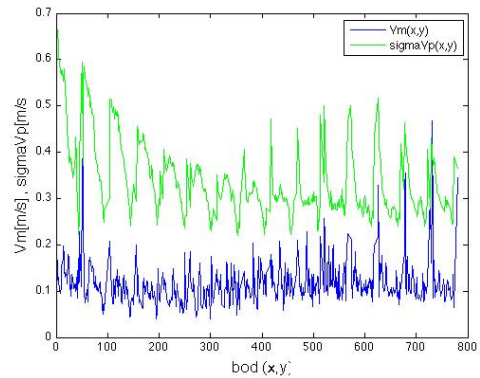


$V_m(x,y,T)$ vs $\sigma_{Vp}(x,y,T)$

a) rovina A, režim 1



$U_m(x,y,T)$ vs $\sigma_{Up}(x,y,T)$



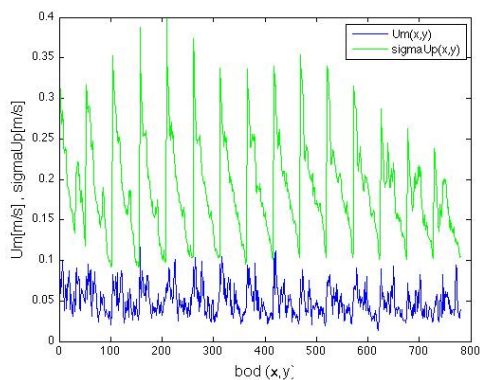
$V_m(x,y,T)$ vs $\sigma_{Vp}(x,y,T)$

b) rovina A, režim 2

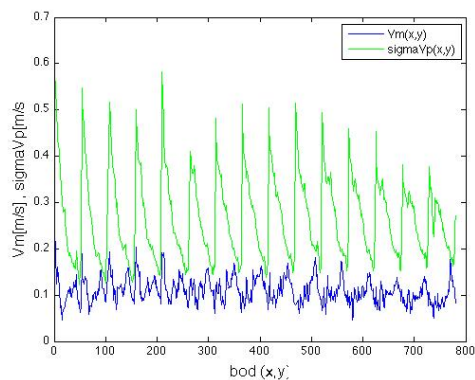
Obr. 28: Porovnání $U_m(x,y,T)$ a $V_m(x,y,T)$ oproti $\sigma_{Up}(x,y,T)$ a $\sigma_{Vp}(x,y,T)$ pro rovinu A a oba režimy měření

Pro jednodušší zobrazení jsou na těchto obrázcích hodnoty vykreslených proměnných zobrazeny za sebou. Vektorové pole má 780 vektorů, stejně tak mají tyto

grafy 2 x 780 hodnot. Jak je vidět na všech grafech, amplituda střídavé složky signálu U i V v obou rovinách při měření v obou režimech je ve všech bodech několikanásobně nižší, než je směrodatná odchylka měření v tom kterém bodě. Průměrně je amplituda 4x až 5x nižší.

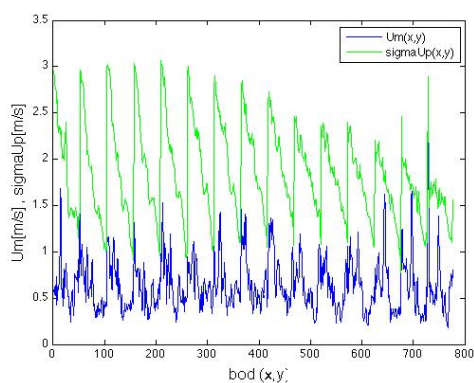


$U_m(x,y,T)$ vs $\sigma_{Up}(x,y,T)$

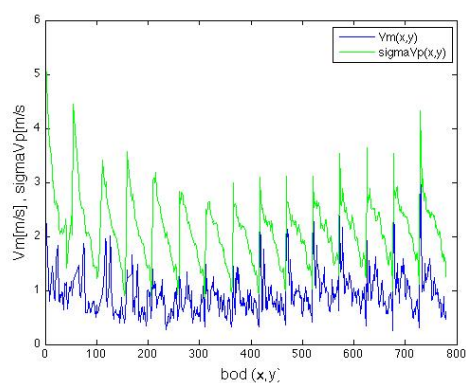


$V_m(x,y,T)$ vs $\sigma_{Vp}(x,y,T)$

a) rovina B, režim 1



$U_m(x,y,T)$ vs $\sigma_{Up}(x,y,T)$



$V_m(x,y,T)$ vs $\sigma_{Vp}(x,y,T)$

b) rovina B, režim 2

Obr 29: Porovnání $U_m(x,y,T)$ a $V_m(x,y,T)$ oproti $\sigma_{Up}(x,y,T)$ a $\sigma_{Vp}(x,y,T)$ pro rovinu B a oba režimy měření

Pokud se nedíváme na amplitudu signálu, ale porovnáme okamžitou hodnotu $U_s(x,y,T)$ nebo $V_s(x,y,T)$ s odpovídající směrodatnou odchylkou $\sigma_U(x,y,T)$ a $\sigma_V(x,y,T)$, zjišťujeme, že jejich rozdíl může být ještě vyšší, v některých případech až desetinásobný.

Z toho usuzujeme, že pokud hledaný jev, tedy vliv vibrace stěny na dění uvnitř vzdušného sloupce, skutečně existuje, tak touto konkrétní metodou není detekovatelný, protože chyba měření je větší, než amplituda signálu, který by daný jev mohl ukázat. Z grafů je rovněž dále patrné, že velikost směrodatné odchylky je úměrná amplitudě signálu. To znamená, že čím je změna rychlosti proudění vzdušného sloupce větší, tím je toto proudění neuspořádanější.

7.4. Diskuze výsledků analýzy

Ze vzájemné korelace přes prostor v jednom časovém bodě (kapitola 7.1.) se dozvídáme, že se námi naměřený signál (rychlost proudění vzduchu uvnitř píšťaly) chová námi předpokládaným způsobem. Tedy že rozdíly mezi sousedními vektory nejsou příliš velké. Dá se říci, že vektory v malém okolí "míří stejným směrem" a mají i podobnou velikost. Pokud bychom se přesvědčili o opaku, znamenalo by to pro nás, že měřené proudění ve vzdušném sloupci píšťaly je natolik turbulentní, že další hledání vlivu vibrace stěny na proudění bude přinejmenším velmi složité, spíše však nemožné.

Závěry vyplývající z autokorelace v jednom bodě v prostoru a v čase (kapitola 7.3.) jsou již mnohem pesimističtější. Pokud by byl správný předpoklad, že vliv mezi vibrační stěny a děním v proudění ve vzdušném sloupci existuje [4], je detekovatelný a má stejnou frekvenci jako samotné vibrace stěny, čekali bychom v ideálním případě konstantní (pro vychýlený odhad trojúhelníkový) průběh autokorelační funkce. V případě, že by vibrace stěny byla amplitudově modulována díky nějakému dalšímu fenoménu (například vlastní kmity stěny) a tento vliv by se přenesl do vzdušného sloupce, potom bychom čekali periodický průběh autokorelační funkce. Z toho, že autokorelační funkce naměřených signálů má podobu autokorelační funkce bílého šumu, můžeme vyvodit několik závěrů.

Zaprvé je možné, že provedené množství realizací je příliš nízké, aby se výše zmíněná periodičita projevila. Zadruhé je možné, že data nejsou korelovatelná, protože byla naměřena chybným způsobem, nebo proto, že hledaný jev touto metodou s daným technickým vybavením a konfigurací není detekovatelný. Třetí možnost, že hledaný jev

ve vzdušném sloupci není přítomný, se neshoduje se závěry Gautiera, Niefa, Gilberta a Dalmonta [4].

Chybným způsobem měření myslí autor chybný způsob synchronizace měření. Při tomto experimentu bylo měření synchronizováno na vibrace stěny. Toto by mohlo být problematické právě vzhledem k tomu, že, přestože stěna vibruje na stejné frekvenci, jakou má tón píšťaly, je výsledná vibrace dána i vlastními kmity stěny, což může do synchronizace zanechat nepřesnosti.

Autor proto navrhuje uskutečnit principiálně stejná měření, avšak provést synchronizaci na jiný signál než z akcelerometru na stěně píšťaly. Zaprvé by bylo možné další měření synchronizovat na frekvenci vzdušného jazýčku, tedy na samotný tón píšťaly snímaný mikrofonom. Toto měření je již v současné době v laboratoři HAMU prováděno. A zadruhé by bylo vhodné provést i další měření, kdy by byl synchronizační signál získáván mikrofonní sondou zavedenou dovnitř píšťaly do těch míst, kde je měření prováděno. Je však otázkou, zda by přítomnost cizího předmětu (použitá sonda) neovlivnila charakter proudění tak zásadním způsobem, že by interpretace takových dat nebyla korektní.

Dalším možným technickým faktorem, který by mohl pomoci s překonáním překážek vyplývajících z kapitol 7.2. i 7.3., je detailnější proměření proudění. Myšleno tím je měření s větším zvětšením, čímž by se dalo dosáhnout větší hustoty naměřených vektorů. Autor tohoto textu zvolil měření standartním objektivem s ohniskovou vzdáleností $f = 50$ mm. Je však možné, že použití makroobjektivu by vedlo k lepším výsledkům přesto, že autorovi se jich s takovým objektivem dosáhnout nepodařilo. Rovněž se dále nabízí měření s kratší časovou vzdáleností mezi jednotlivými snímky dvojsnímků, ze kterých jsou vektorová pole vypočítávána. Velikosti vektorů by logicky byly menší, to by se však dalo kompenzovat právě použitím vyššího zvětšení.

Je možné, že by tato změna konfigurace měřicího aparátu připěla k eliminaci problému popsaného v kapitole 7.3., tedy že amplituda střídavé složky naměřeného signálu po odečtení průměrných hodnot je tak malá, že po porovnání se směrodatnou odchylkou dat nemůžeme rozhodnout, zda jsou naměřené hodnoty dány chybou, či zda jde o relevantní data.

Autor však soudí, že hlavním problémem tohoto přístupu k měření je samotná nutnost synchronizace měření na externí signál z důvodu nízké frekvence záblesků použitého laseru. Pokud by se přístup využívající stroboskopického efektu měl nakonec ukázat jako naprosto chybný, zbývá ještě jedno řešení, které je však velice nákladné. Tím by bylo měření s jiným laserem s vyšší frekvencí, které by umožňovalo navzorkování jedné periody hypotetického jevu v proudění píšťaly v reálném čase, a tím by bylo dosaženo toho, že by již dále nebylo třeba data průměrovat a přeskládat do sebe pro rekonstrukci průběhu hypotetického jevu. Na trhu jsou dostupné lasery, jejichž frekvence záblesků může dosahovat až řádově 10 kHz. Použití takového laseru by však nutně znamenalo velice významnou investici do vybavení laboratoře.

8. Závěr

Tato práce přinesla následující výsledky. Zaprvé byla nastíněna problematika tvorby tónu ve varhanních píšťalách a vliv jejich parametrů na výsledný tón. Dále pak byla shrnuta historie výzkumu týkajícího se vlivu materiálu stěn hudebních nástrojů na jejich zvuk, a to nejen u samotných varhanních píšťal, ale i u dalších dechových nástrojů, kde je možné čekat podobné závěry.

Autor rovněž podal základní vysvětlení metody Particle Image Velocimetry a demonstroval princip její funkce jednoduchou a názornou simulací. Na základě porozumění této metodě byl navrhnut experiment, jehož výstupem jsou rychlostní vektorová pole proudění vzdušného sloupce uvnitř píšťaly. Konfigurace měření byla zásadním způsobem určena technickým vybavením, které měl autor k dispozici. Kvůli tomu se rozhodl pro synchronizaci měření na vibraci stěny a následnou aplikaci stroboskopického efektu.

Naměřená data byla následně importována do prostředí MATLAB pomocí skriptu napsaném v jazyce PERL, který je použitelný i do budoucna pro další měření. Pro jednoduché zpracování, zobrazení a další práci s daty byla v prostředí MATLAB vytvořena aplikace s grafickým prostředím, díky které je možné se v naměřených datech jednoduchým způsobem orientovat.

Nakonec byla provedena primární analýza dat, která si kladla za cíl posoudit vhodnost aplikace metody PIV v dané konfiguraci na detekci souvislosti kmitů stěny a děním ve vzduchovém sloupci píšťaly. Autor dospěl k závěru, že daná konfigurace pro tuto aplikaci vhodná není a doporučil její změny, které by do budoucna mohly přinést lepší výsledky. V první řadě jde o jiné způsoby snímání dění uvnitř píšťaly a jiné zdroje synchronizačních signálů. Pokud by i tyto změny konfigurace experimentu selhaly, navrhuje autor měření za pomoci nákladnějšího laseru, který by umožnil vzorkování dění uvnitř píšťaly na řádově vyšších frekvencích.

9. Použitá literatura

- [1] SYROVÝ, Václav. Kapitoly o varhanách. Druhé vydání. Praha: AMU, 2004. ISBN 80-7331-009-0.
- [2] SCHROEDER, Andreas a Christian E WILLERT. Particle image velocimetry: new developments and recent applications. New York: Springer, c2008, xviii, 512 p. Topics in applied physics, v. 112. ISBN 35-407-3528-3.
- [3] BACKUS, John. Effect of Wall Material on the Steady-State Tone Quality of Woodwind Instruments. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 1964, roč. 36, č. 10, s. 1881-. ISSN 00014966. DOI: 10.1121/1.1919286. Dostupné z: <http://link.aip.org/link/JASMAN/v36/i10/p1881/s1>
- [4] GAUTIER, F., G. NIEF, J. GILBERT a J. P. DALMONT. Vibro-acoustics of organ pipes- Revisiting the Miller experiment (L). *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2012, roč. 131, č. 1, s. 737-. ISSN 00014966. DOI: 10.1121/1.3651792. Dostupné z: <http://link.aip.org/link/JASMAN/v131/i1/p737/s1>
- [5] COLTMAN, John W. Effect of material on flute tone quality. *Journal of the Acoustical Society of America*, 49(2, part 2):520-523 (1971)
- [6] LINORTNER. Silber, Gold, Platin... Der Materialaspekt bei Querflöten: Spiel- und Hörtests, Umfragen und Klanganalysen. s. 96. Dostupné z: http://iwk.mdw.ac.at/lit_db_iwk/download.php?id=12740
- [7] KAUSEL, Wilfried, Daniel W. ZIETLOW a Thomas R. MOORE. Influence of wall vibrations on the sound of brass wind instruments: Spiel- und Hörtests, Umfragen und Klanganalysen. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2010, vol. 128, issue 5, s. 3161-. DOI: 10.1121/1.3493457. Dostupné z: <http://link.aip.org/link/JASMAN/v128/i5/p3161/s1>
- [8] BACKUS, John, Daniel W. ZIETLOW a Thomas R. MOORE. Wall Vibrations in Flue Organ Pipes and Their Effect on Tone: Spiel- und Hörtests, Umfragen und Klanganalysen. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 1966, vol. 39, 5A, s. 936-. DOI: 10.1121/1.1909975. Dostupné z: <http://link.aip.org/link/JASMAN/v39/i5A/p936/s1>

- [9] NIEF, Guillaume, François GAUTIER, Jean-Pierre DALMONT a Joël GILBERT. Influence of wall vibrations on the behavior of a simplified wind instrument: Spiel- und Hörtests, Umfragen und Klanganalysen. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2008, vol. 124, issue 2, s. 1320-. DOI: 10.1121/1.2945157. Dostupné z: <http://link.aip.org/link/JASMAN/v124/i2/p1320/s1>
- [10] WESTERWEEL, J, François GAUTIER, Jean-Pierre DALMONT a Joël GILBERT. Fundamentals of digital particle image velocimetry: Spiel- und Hörtests, Umfragen und Klanganalysen. *Measurement Science and Technology*. 1997-12-01, vol. 8, issue 12, s. 1379-1392. DOI: 10.1088/0957-0233/8/12/002. Dostupné z: <http://stacks.iop.org/0957-0233/8/i=12/a=002?key=crossref.c022ab8604b0422198d4ae29d7243254>
- [11] DANTEC DYNAMICS. DynamicStudio: User's Guide. s. 604.
- [12] MELOUN, Milan a Jiří MILITKÝ. *Statistická analýza experimentálních dat*. Vyd. 2. uprav. rozš. Praha: ACADEMIA, 2004, 953 s. ISBN 80-200-1254-0.
- [13] UHLÍŘ, Jan a Pavel SOVKA. *Číslíkové zpracování signálů*. Vyd. 2. Praha: ČVUT, 2002, s. 287-289. ISBN 80-01-02613-2.

10. Dodatek

10.1. Tabulky

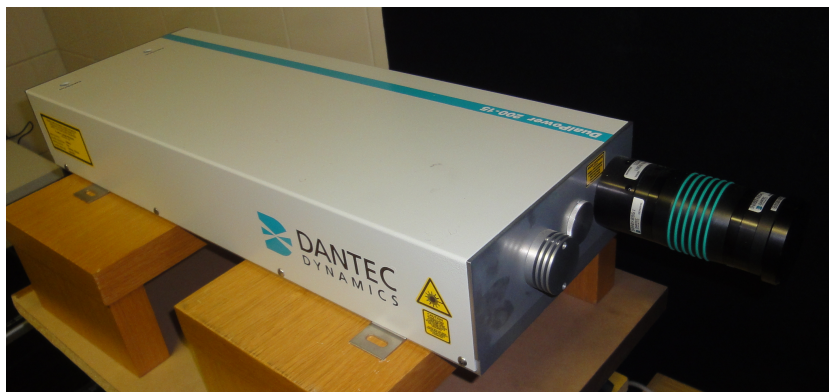
Tab. D1: Parametry měření a výpočtového algoritmu

Měření		
<i>Objektiv</i>		
ohnisková vzdálenost f	50	mm
clonové číslo \varkappa	4	
<i>Výkon laseru</i>		
první záblesk	70	%
druhý záblesk	80	%
<i>Časování</i>		
frekvence dvojsnímků f_d	15	Hz
vzdál. mezi snímky Δt	50	μs
expoziční čas T_e	333	μs
Adaptive PIV		
<i>Interogační oblast</i>		
grid step size	16	px
velikost IA	8 - 128	px
<i>Váhování</i>		
typ okna	Gaussian	
parametr σ	0,75	
<i>Validace</i>		
velikost okolí	5 x 5	vektorů
<i>Adaptivita</i>		
limit detekce	5	
počet částic	10	
konvergenční limit	0.01	

Tab. D2: Výstupní data měření a jejich význam

název sloupce	význam dat
x	bezrozměrné horizontální souřadnice vektoru
y	bezrozměrné vertikální souřadnice vektoru
x (pix)[pix]	horizontální souřadnice vektoru v pixelech
y (pix)[pix]	vertikální souřadnice v pixelech
x (mm)[mm]	horizontální souřadnice v milimetrech
y (mm)[mm]	vertikální souřadnice v milimetrech
U pix[pix]	rychlost proudění ve směru osy x v pixelech
V pix[pix]	rychlost proudění ve směru osy y v pixelech
U[m/s]	rychlost proudění ve směru osy x v $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
V[m/s]	rychlost proudění ve směru osy y v $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
Length[m/s]	velikost vektoru rychlosti proudění v $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
Status	indikátor validačního algoritmu (0 značí validní data)

10.2. **Obrazová příloha**



Obr. D1: Laser



Obr. D2: Ovládací panel laseru



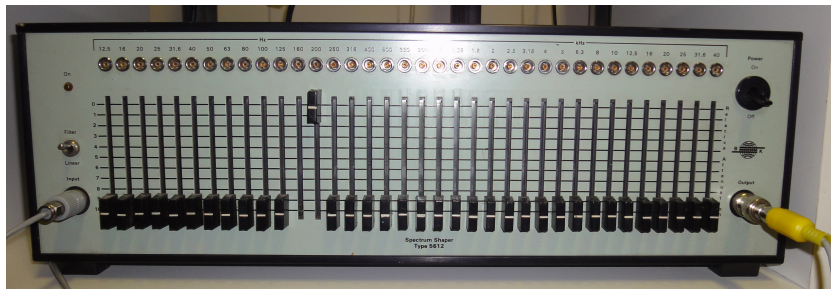
Obr. D3: Lékařský inhalátor



Obr. D4: Hubice inhalátoru



Obr D5: Synchronizační box



Obr D6: Pásmová propust



Obr D7: Audio analyzátor použitý pro generování TTL signálu