



TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI

Fakulta mechatroniky, informatiky a mezioborových studií

Studijní program: P2612 Elektrotechnika a informatika

Studijní obor: 3901V025 Přírodovědné inženýrství

**Experimentální výzkum proudu vzduchu
aktivně řízeného soustavou syntetizovaných
proudů**

Autoreferát disertační práce

Vypracovala: Ing. Lucie Němcová

Školitel: Prof. Ing. Václav Kopecký, CSc.

Konzultant: Ing. Zdeněk Trávníček, CSc.

(2011)

Obsah

Abstrakt	2
Abstract	2
1. Úvod	3
1.1. Syntetizované proudy - stav problematiky	3
1.2. Cíle disertace	4
2. Parametry proudění	5
2.1. Hlavní proud	5
2.2. Syntetizovaný proud.	5
2.3. Interakce řídicího a hlavního proudu	6
2.4. Fázové průměrování	6
3. Metody měření	7
4. Experimentální uspořádání zkoumané trysky	8
5. Vybrané výsledky experimentů	10
5.1. Osově symetrický proud (hlavní proud bez řízení).	10
5.2. Samostatný syntetizovaný proud	12
5.3. Aktivně řízený proud	16
5.3.1. Účinek řídicích proudů v závislosti na Reynoldsově a Strouhalově čísle.	21
5.3.2. Bifurkační rozšíření proudu v závislosti na frekvenci oscilací řídicích proudů.	23
5.4. Diskuse hlavních výsledků	25
6. Závěry.	27
6.1. Výhledy do budoucnosti	28
Literatura	29
Vybraná publikační činnost autorky	31

Abstrakt

V této práci je experimentálně zkoumán osově symetrický proud vzduchu řízený soustavou čtyř syntetizovaných proudů umístěných v ústí trysky. Tato úloha je v současnosti řešena na mnoha pracovištích po celém světě.

Hlavní proud vzduchu je nejprve zkoumán bez aktivních syntetizovaných proudů. Poté následuje měření frekvenční charakteristiky a rychlostních profilů samostatného syntetizovaného proudu. Na základě získaných dat je ověřena možnost řídit hlavní proud syntetizovanými proudy ve čtyřech vybraných módech – osově symetrickém, rovinně symetrickém, bifurkačním a helikálním. Pozornost je věnována vhodnému nastavení parametrů (Reynoldsovo číslo, Strouhalovo číslo, amplituda řídicího proudu) pro co největší ovlivnění hlavního proudu. Výsledky jsou konfrontovány s dostupnou literaturou.

Proud je zkoumán metodou PIV (Particle Image Velocimetry) a anemometrem se žhaveným drátkem (pouze měření samostatných syntetizovaných proudů). Systém PIV byl pro potřeby měření periodického děje synchronizován s řídicím systémem generátorů syntetizovaných proudů.

Abstract

In this thesis axisymmetric air flow controlled using a system of four synthetic jets located round the jet exit is experimentally investigated. Presently, this problem is solved in many research centres in the whole world.

First, the main air flow is investigated by non-active synthetic jet actuators. After that, frequency characteristic and velocity profiles measurements of a single synthetic jet follow. On the basis of the data acquired the possibility of control the main jet in four selected modes – axisymmetric, plane symmetric, bifurcated and helical – is verified. Focus is on optimal settings of parameters (Reynolds number, Strouhal number, magnitude of the control jet) so that the influence on the main jet is maximal. Results are reviewed with scientific publications.

The air flow is investigated using PIV system (Particle Image Velocimetry) and using hot-wire anemometry (only for single synthetic jet measurements). For measurement of a periodic process, PIV system had to be synchronised with control system of synthetic jets generators.

1 Úvod

Řízení proudových polí je jednou ze známých možností, jak zlepšit parametry mnoha aplikací. Řízení proudových polí rozlišujeme pasivní nebo aktivní (Gad-El Hak [1], Fernholz [2]). Pasivní řízení spočívá výhradně v účelných úpravách geometrie, žádná energie se pro řízení nedodává. Příkladem pasivního řízení tekutinových proudů jsou nekruhové trysky nebo chlopně instalované do ústí trysky. Intenzifikace procesu směšování je způsobena především zvětšováním obvodu proudu (tzv. omočeného obvodu), na kterém dochází k přisávání tekutiny z okolí.

Aktivní řízení vždy vyžaduje dodávat energii pro realizaci řídicí působení. Příkladem jsou mechanicky pohyblivé elementy, cílené přivádění či odsávání tekutiny, popř. zavádění tlakových (popř. akustických) pulzací.

Tato práce sleduje případ aktivního řízení, kdy hlavním (primárním, řízeným) proudovým polem je osově symetrický proud vzduchu a jeho aktivní řízení je realizováno soustavou syntetizovaných proudů. Případ je zkoumán moderními metodami experimentální mechaniky tekutin – metodou PIV (Particle image velocimetry) a anemometrem se žhaveným drátkem. Úvodní část disertační práce je rešerší, která uvádí přehled současného stavu sledované problematiky. Zároveň se zaměřuje na objasnění termínů, potřebných pro řešení vlastní úlohy.

Problematika tekutinových proudů zahrnuje řadu dílčích úloh transportu hmoty (a často i tepla – to ovšem není sledováno v této práci). Tyto úlohy se týkají problematiky směšování tekutin, stability proudění, vzniku a vývoje velkých koherentních struktur, přechodu laminárního proudění na turbulentní, popř. aeroakustiky.

1.1 Syntetizované proudy – stav problematiky

Syntetizovaný proud (anglicky „synthetic jet“) je tekutinový proud, který je vytvářen z periodických pulzací tekutiny – Smith, Glezer [3]. Nejjednodušší typ generátoru má vcelku jednoduché schéma: uzavřená dutina je omezena membránou a s okolím je propojena vhodným otvorem či tryskou. Membrána je uvedena do oscilačního pohybu, poháněna je např. elektrodynamicky, piezoelektricky nebo mechanicky. Oscilace membrány způsobují oscilace tekutiny, která je v první části periody vytlačována otvorem z dutiny ven a v druhé části periody je zase nasávána dovnitř. V otvoru samotném je časově střední rychlost proudění nulová, proto je syntetizovaný proud označován též jako „proud s nulovým hmotnostním průtokem“ (anglicky „zero-net-

mass-flux jet“ – Cater, Soria [4]). Ovšem ve větší vzdálenosti od otvoru se vytváří proud, mající již nenulový objemový tok. Takto vzniklý proud je nazýván syntetizovaný proud.

V disertační práci je uveden přehled nejvýznamnějších dostupných publikací, které se problematice věnují ať již z pohledu základního výzkumu generátoru a dynamiky samotného proudu, anebo (v poslední době) též aplikací pro výše uvedené účely.

1.2 Cíle disertace

Tématem této disertační práce je výzkum tekutinového proudu, řízeného soustavou syntetizovaných proudů. Pro tento účel je použit osově symetrický proud vzduchu, vytékající z vhodně upravené trysky, která má po obvodu ústí rozmístěny čtyři nezávislé generátory řídících syntetizovaných proudů.

O aktuálnosti tématu svědčí skutečnost, že úlohy obdobného typu jsou v současnosti intenzivně zkoumány na mnoha předních institucích světa (např. Tamburello a Amitay [5], Smith a Glezer [6], Avihar a kol [7], Trávníček a kol. [8, 9, 10, 11,12]).

Hlavní cíle disertace:

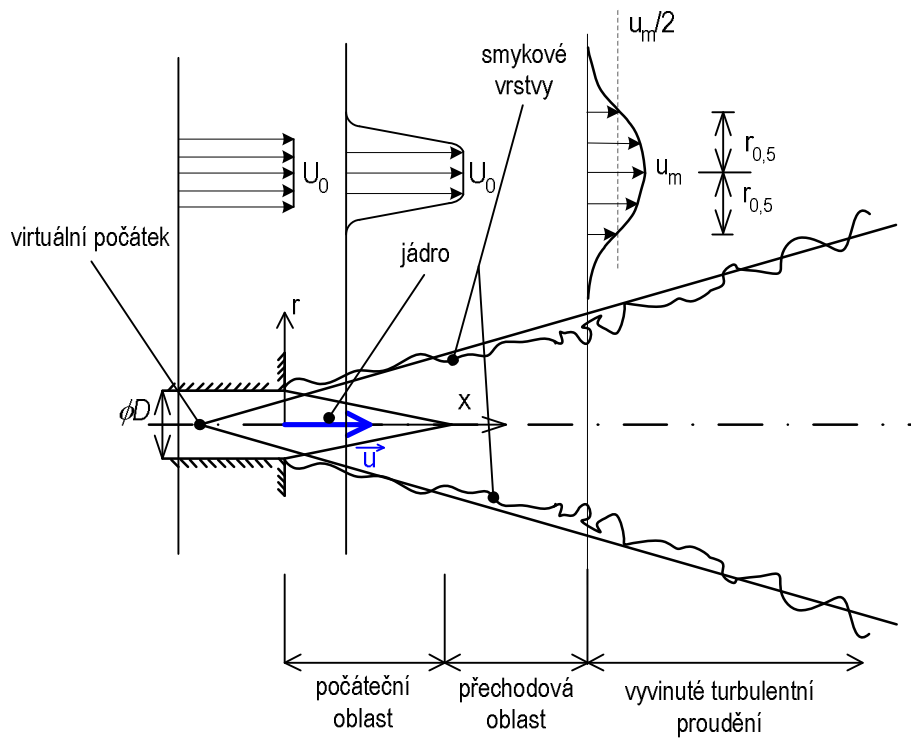
- Připravit vhodné experimentální modely, umožňující reprodukovatelná měření proudových polí metodou PIV:
 - osově symetrický proud vzduchu,
 - osamocený syntetizovaný proud vytvářený generátorem majícím podobu segmentu kompletní trysky,
 - osově symetrický proud vzduchu řízený soustavou čtyř syntetizovaných proudů (kompletní tryska).
- Připravit fázovou synchronizaci měření s budícím signálem.
- Provést a vyhodnotit experimenty na jednotlivých modelech. Experimentálně potvrdit možnost řídit hlavní proud a ověřit existenci různých jeho módů. Zaměřit se na efektivní rozmítání proudu do šířky.
- Výsledky porovnat s dostupnými údaji z literatury. Vymezit oblasti parametrů, ve kterých dává sledovaný případ největší potenciální přínos pro použití v průmyslových aplikacích.

2 Parametry proudění

2.1 Hlavní proud

Tato práce se zabývá zatopeným proudem vzduchu, který vytéká z trysky a proniká do okolního klidného vzduchu o barometrickém tlaku. Látkové vlastnosti proudícího vzduchu i okolí jsou proto téměř stejné, až na malé odchylky způsobené drobnými rozdíly teplot.

Obr. 1 ukazuje tři hlavní části proudu, kterými jsou počáteční oblast, přechodová oblast a konečně oblast vyvinutého proudu (tzv. automodelní oblast) (obr. 1 je modifikován dle Blevins [13], popř. Citavý a Nožička [14]).



Obr. 1 Oblasti turbulentního proudu

2.2 Syntetizovaný proud

Časově střední rychlost syntetizovaného proudu U_{0SJ} je obvykle definována integrací rychlosti v ústí trysky během vytlačovací půlperiody τ , (viz. např. Smith a Glezer [3]):

$$U_{0SJ} = \frac{1}{T} \int_0^t u_{SJ}(t) dt, \quad (1)$$

kde $u_{SJ}(t)$ je okamžitá rychlost syntetizovaného proudu, T je perioda a t je její vytlačovací část.

Syntetizovaný proud je charakterizován dvěma rozměry. Prvním z nich je příčný rozměr otvoru (trysky), tj. průměr otvoru D pro osově symetrický proud nebo šířka štěrbin h pro dvourozměrný proud. Druhý charakteristický rozměr je tzv. délka vytlačeného sloupce tekutiny L_0 . Velmi názorně představuje sloupec tekutiny vytlačený otvorem generátoru během vytlačovací části periody, tj. platí

$$L_0 = U_{0SJ} T . \quad (2)$$

Rovnice představuje model jednorozměrného toku tekutiny.

Bezrozměrnými parametry syntetizovaného proudu jsou Reynoldsovo číslo Re a Strouhalovo číslo St , popř. jejich kombinace – Stokesovo číslo S .

Při určení průtočné hybnosti syntetizovaného proudu na výstupu z generátoru se předpokládá, že pouze vyfukovací části periody vytváří výslednou hybnost proudu (předpoklad obdobný výpočtu rychlosti U_{0SJ}).

$$M_{0SJ} = rA_{SJ} \left(\frac{U_{\max}}{2} \right)^2 = r \left(\frac{p}{2} \right)^2 A_{SJ} U_{0SJ}^2 . \quad (3)$$

2.3 Interakce řídicího a hlavního proudu

Velikost („síla“, intenzita) řídicího proudu vzhledem k hlavnímu proudu může být definována pomocí poměrů rychlostí c_U , průtoků c_Q a hybností c_m :

$$c_U = \frac{U_{0SJ}}{U_0} \quad (4)$$

$$c_Q = n \left(\frac{A_{SJ}}{A} \right) \left(\frac{U_{0SJ}}{U_0} \right) \quad (5)$$

$$c_m = \frac{nM_{0SJ}}{rU_0^2 A} , \quad (6)$$

kde n je počet aktivních řídicích trysek. Koeficient hybnosti umožňuje porovnání kontinuálního řízení a řízení pulzujícími proudy.

2.4 Fázové průměrování

Okamžitá naměřená složka rychlosti ve směru hlavního proudu U je součtem časově střední složky rychlosti \overline{U}_{ta} ve směru hlavního proudu a okamžitých fluktuací rychlosti:

$$U = \overline{U}_{ta} + u_f, \quad (7)$$

kde okamžité fluktuace u_f jsou sumou turbulentních fluktuací u_t a periodických pulzací u_a způsobených oscilacemi buzení.

Pro diskrétní experimentální hodnoty má toto časové průměrování tvar aritmetického průměru:

$$\overline{U}_{ta} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n U_i, \quad (8)$$

kde n je počet měření a U_i je i -tá naměřená hodnota.

Fázové průměrování periodického průběhu provádíme aritmetickým průměrováním příslušejících si bodů z mnoha period, tj. bodů majících v každé periodě stejný fázový posun. V případě diskrétních experimentálních hodnot okamžitých naměřených rychlostí určíme fázově průměrovanou složku rychlosti vztahem:

$$\overline{U}_{pa}(j) = \frac{1}{p} \sum_{i=1}^p U_i(j), \quad (9)$$

kde $U_i(\varphi)$ je rychlost naměřená v i -té periodě při fázovém posunu φ , a p je počet zpracovávaných period.

3 Metody měření

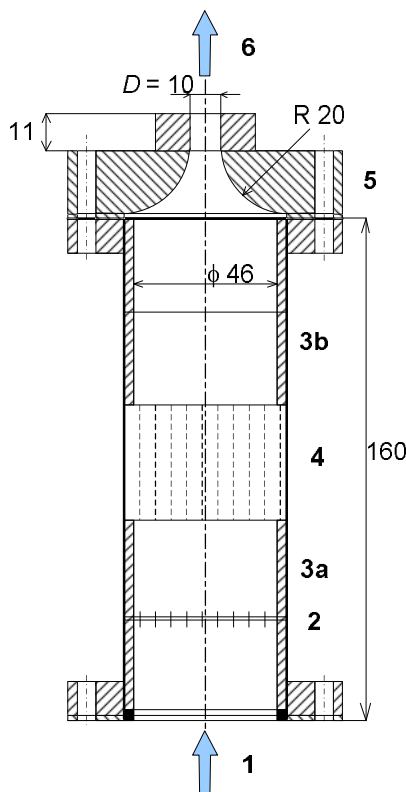
Proměrování proudových polí bude prováděno především bezdotykovým laserovým anemometrickým systémem PIV (Particle Image Velocimetry). Při použití systému PIV lze zachytit a změřit celé proudové pole v jednom okamžiku. Výhodou systému je možnost jeho synchronizace s měřeným dějem. To je velmi výhodné zejména pro měření pulzujících dějů. Díky synchronizaci je možné proměřit zkoumaný děj v jednotlivých fázích periody a podrobně tak popsat jeho vývoj.

Další možností měření rychlosti proudění je použití anemometru se žhaveným drátkem. Tato metoda umožňuje měřit časově střední i fluktuační složky rychlosti. Výhodou je malý rozměr sondy, který umožňuje provádět měření blízko stěny nebo přímo v ústí trysky. Další výhodou je možnost zachytit i velmi vysoké frekvence fluktuací. Ovšem na rozdíl od optických metod je základní nevýhodou rušivá přítomnost sondy v měřeném proudu. Další zřejmá nevýhoda je principiální vlastnost každého bodového měření (rozdíl od globálního měření, např. PIV): pro informaci o proudovém poli nutno traverzovat a proměřovat vybrané body celého tohoto pole.

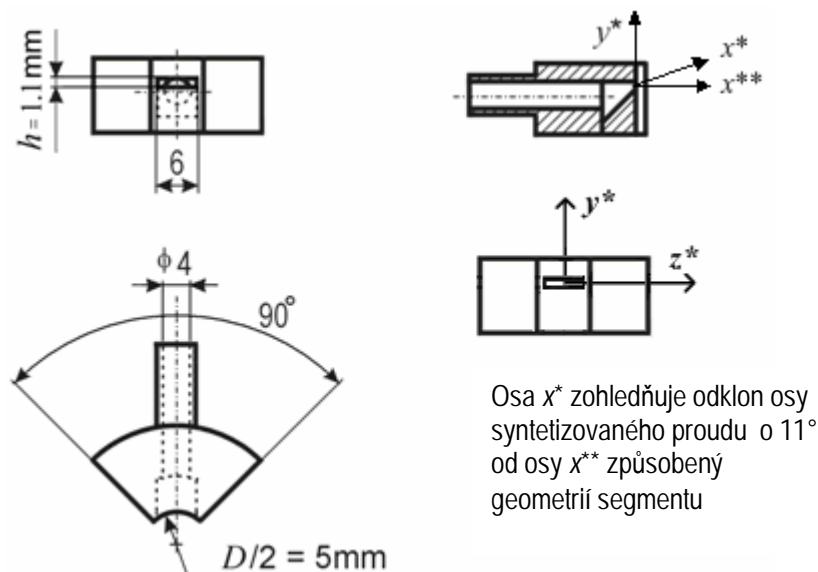
4 Experimentální uspořádání zkoumané trysky

Na obr. 2 je schéma trysky zkoumané v této disertační práci. Hlavní tryska má průměr $D = 10,0$ mm a součinitel kontrakce $\varepsilon = (46/10)^2 = 21,2$. Primární proud vzduchu je do trysky přiváděn s konstantním (zvoleným) průtočným množstvím. Vzduch prochází mřížkou, uklidňovací komorami a usměrňující voštinou.

Pro měření samostatného syntetizovaného proudu byla vyrobena kopie koncové části kompletní trysky, ze které byl vyříznut čtvrtinový segment s jedním generátorem syntetizovaného proudu – viz obr. 3. Šířka výstupní štěrbinu je označována $h = 1,1$ mm, a její délka je $l = 6,0$ mm. Válcový nátrubek s vnitřním průměrem 4 mm je připojen silikonovou hadicí o délce 95–120 mm na komůrku vlastního generátoru. Jednou stěnou této komůrky je membrána o průměru 53 mm elektrodynamického reproduktoru Monacor SP-7/4S. Geometrie segmentu poskytla lepší přístup k ústí a umožnila proměření syntetizovaného proudu metodou PIV. To u kompletní trysky dle obr. 2 není možné



Obr. 2 Uspořádání popisovaného experimentu; 1: přívod vzduchu, 2: mřížka, 3a, 3b: uklidňovací komory, 4: usměrňující voština, 5: kontrakční tryska, 6: zkoumaný proud

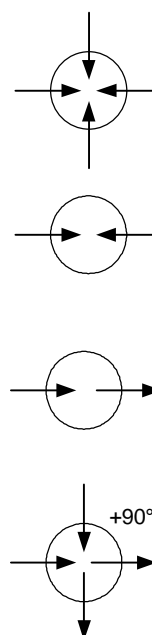


Obr. 3 Schéma segmentu vyrobeného pro měření samostatného syntetizovaného proudu a definice souřadnic pro syntetizovaný proud

Řízení proudu vzduchu z hlavní trysky je prováděno systémem čtyř generátorů. Každý z nich je nezávislý a stejný jako výše popsany samostatný generátor. Každá dvojice proti sobě stojících generátorů je zapojena do série a napájena sinusovým signálem s příkonem 0,02 W. Systém je navržen tak, aby bylo možné napájet aktuátory s různým fázovým posunem a různou polaritou signálu. Díky tomu je možné řídit primární proud v různých módech.

Měření proudu na kompletní trysce (obr. 2) probíhala v následujících módech, n označuje počet řídicích proudů:

- (A) Osově symetrický mód, $n = 4$, všechny syntetizované proudy pracují synchronně se stejnou fází.
- (B) Rovinně symetrický mód, $n = 2$, dva syntetizované proudy ležící ve vyšetřované rovině (pravý a levý), pracují synchronně ve fázi.
- (C) Bifurkační mód, $n = 2$, dva syntetizované proudy (pravý a levý) nacházející se ve vyšetřované rovině pracují v protifázi; zbývající dva (pravý a levý) jsou nečinné.
- (D) Helikální mód („spirálový“), $n = 4$, oba páry protilehlých aktuátorů (pravý – levý a přední – zadní) pracují v protifázi; mezi oběma páry je nastaven fázový posun o 90° .



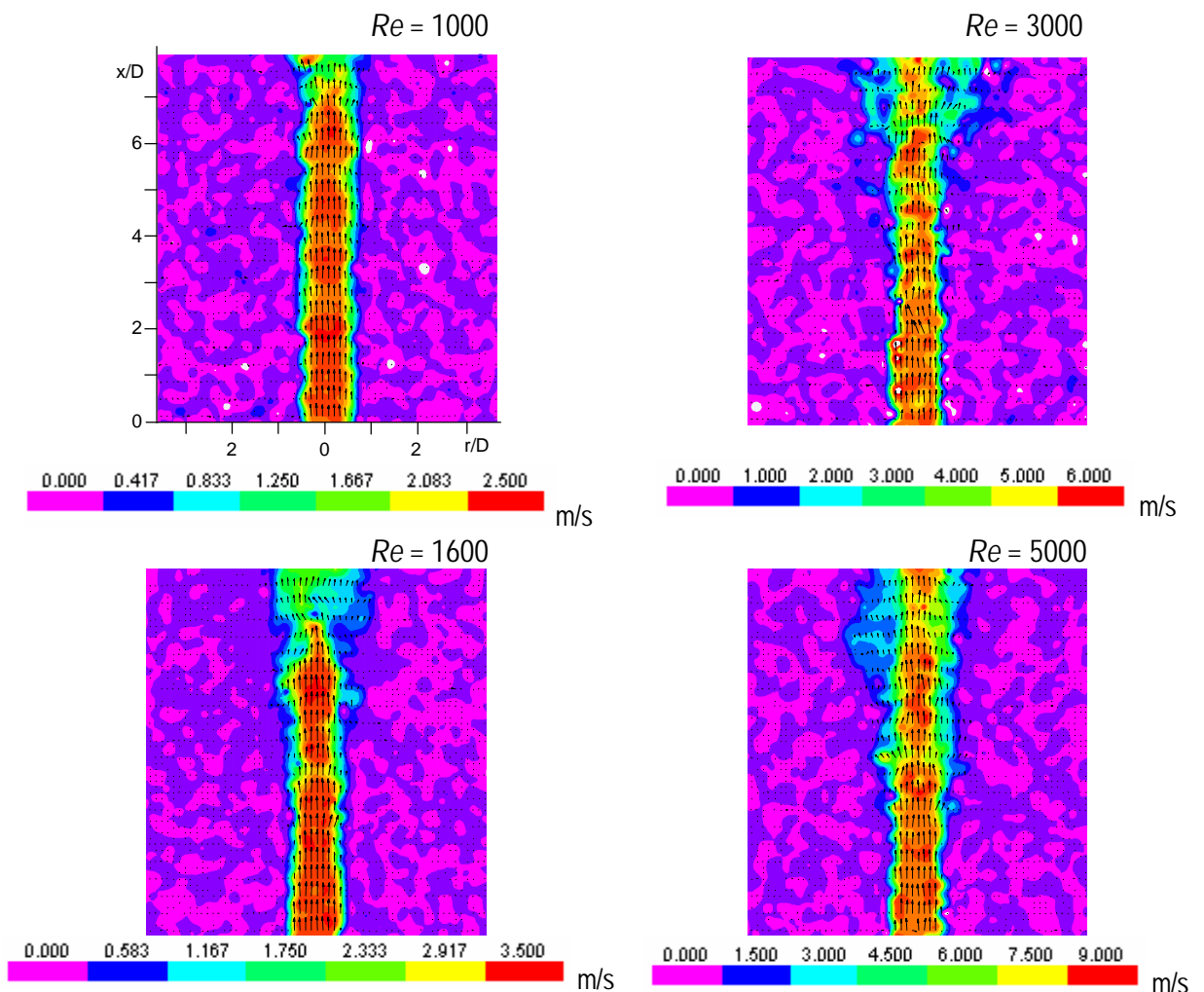
5 Vybrané výsledky experimentů

Výsledky jsou představeny v systematickém pořadí. Nejprve je popsán hlavní proud bez řízení. Následuje samostatný syntetizovaný proud, který byl mimo metody PIV zkoumán i anemometrem se žhaveným drátkem (CTA).

Poslední a nejrozsáhlejší část experimentu byla věnována zkoumání osově symetrického proudu vzduchu aktivně řízeného čtyřmi generátory syntetizovaných proudů. Dále je zkoumán vliv nejdůležitějších parametrů, tedy Reynoldsova čísla, Strouhalova čísla a amplitudy řídicích proudů, vyjádřené součinitelem hybnosti c_m .

5.1 Osově symetrický proud (hlavní proud bez řízení)

Hlavní proud byl zkoumán metodou PIV. Výsledné rychlosti jsou spočítány ze 100 vektorových map časovým průměrem podle rovnice (8), s výjimkou obr. 4.



Obr. 4 Osově symetrický proud při různých Re

Na obr. 4 jsou zobrazeny vektorové mapy okamžité rychlosti hlavního proudu podbarvené skalárními mapami rychlosti. Ačkoliv další výsledky již uvádějí rychlost proudu vypočítanou průměrem z více měření (podle rovnice (8)), zde je výhodnější zobrazit okamžitou rychlost. Díky tomu jsou dobře patrné drobné víry na okrajích hlavního proudu.

Při nižších $Re = 1000$ a 1600 je úroveň vířivosti nižší. Nedochází tak k výraznému směšování hlavního proudu a okolního vzduchu a hlavní proud si až do vzdálenosti $x/D = 6-7$ udržuje konstantní průměr a teprve poté se začíná mírně rozšiřovat. Při vyšších $Re = 3000$ a 5000 se proud rozšiřuje už od $x/D = 5$, resp. 4 a na ose proudu jsou patrné větší rychlostní gradienty.

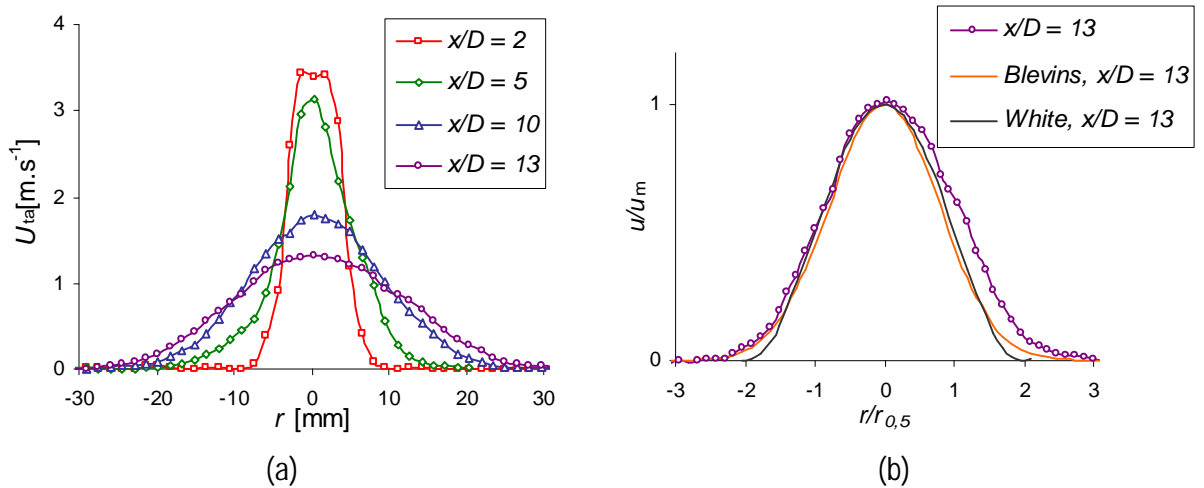
Rychlostní profily jsou vyneseny na obr. 5(a) pro vzdálenosti $x/D = 2, 5, 10$ a 13 pro $Re = 1600$.

- Počáteční oblast či oblast nejbližší trysky ve vzdálenosti $x/D = 0-2$ vykazuje plochý vyrovnaný profil (anglicky též „top-hat profil“).
- Přechodová oblast se nachází ve vzdálenosti přibližně $x/D = 3-7$. V této oblasti začíná pokles rychlosti na ose trysky a zároveň směšování vzduchu z vnějších částí proudu s okolním vzduchem.
- Oblast vyvinutého proudu začíná přibližně ve vzdálenosti $x/D > 7$. Rychlostní profily jsou si navzájem podobné – tj. v bezrozměrném tvaru je můžeme transformovat do stejného (univerzálního) tvaru. Chování proudu je tradičně označováno jako automodelní (z ruského „автомодельность“) nebo „samopodobné“ (z anglického „self similar“) popř. „similaritní“ (z anglického „similarity“ a latinského „similitudo“).

Pro porovnání jsou rychlostní profily konfrontovány se známým Gaussovým průběhem, jehož bezrozměrný tvar udávají rovnice (10) (Blevins [13]) a rovnice (11) v rozsahu $0 < r < 2 r_{0,5}$ (White [15]), obr. 5(b).

$$\frac{u}{u_m} = e^{-94\left(\frac{r}{x}\right)^2}, \quad (10)$$

$$\frac{u}{u_m} = \cos^2\left(\frac{p}{4} \frac{r}{r_{0,5}}\right), \quad (11)$$

Obr. 5 Rychlostní profily osově symetrického proudu pro $Re = 1600$

(a) naměřené profily, (b) porovnání naměřených profilů s profily dle literatury (Blevins [13], White [15])

5.2 Samostatný syntetizovaný proud

Měření samostatného syntetizovaného proudu probíhalo na vyrobeném segmentu (obr. 3) i na kompletní trysce vybavené čtveřicí generátorů (obr. 2). Výroba přesné kopie segmentu byla konstrukčně složitá, proto bylo nutné ověřit míru shody obou zařízení. V rámci termoanemometrických měření byla ověřena tři potenciálně problémová místa z hlediska změny rychlosti syntetizovaného proudu. Těmi byly přesnost vyrobeného segmentu, vliv délky hadičky spojující dutinu reproduktoru s výtokovou štěrbinou a zapojení reproduktorů.

Bylo proměřeno šest různých nastavení, přičemž měření (A)–(C) probíhalo na segmentu a (D)–(F) na kompletní trysce. Při měření proudění ze segmentu byl využit stávající reproduktor č. 3 z kompletní trysky, k němuž byl hadičkou dlouhou $l = 95$ mm nebo 120 mm připojen segment. Přehled nastavení je shrnut v Tabulce 1.

V případě (A) byl segment napájený reproduktorem č. 3 (příkon 0,01 W) zapojen do série s dalším reproduktorem (č. 4, rovněž 0,01 W), umístěným mimo sledované proudové pole, aby zatížení zesilovače bylo totožné s případy (D) a (F). V případech (B) a (C) je segment zapojen samostatně s příkonem 0,01 W. V případech (D) a (F) byly reproduktory zapojeny v protifázi, tedy v módu C, jak je definováno v kapitole 4. To znamená, že ve stejném okamžiku je do jedné dutiny vzduch nasáván, zatímco druhý generátor vzduch vyfukuje.

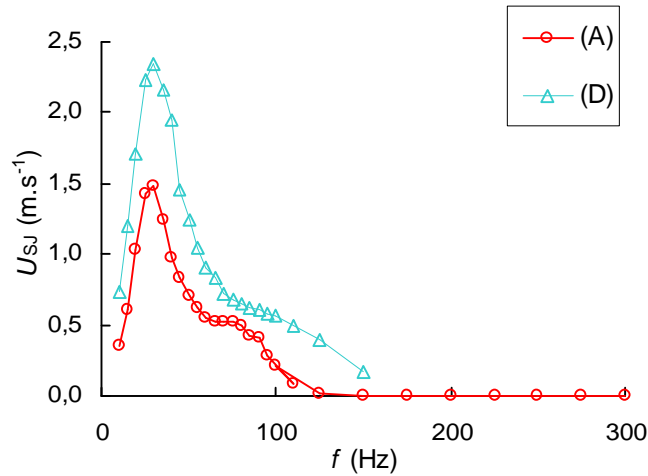
Tabulka 1: Parametry termoanemometrických měření samostatného syntetizovaného proudu

Měření	Generátor	Délka přípoj.		Měřené místo ($z^* = 0$)	Reproduktory	Příkon
		hadičky				
		l (mm)	x^{**} (mm)	y^* (mm)	č.	P (W)
(A)	segment	120	1,5	0	3 (+ 4)	0,01(+ 0,01)
(B)	segment	120	1,5	0	3	0,01
(C)	segment	95	1,5	0	3	0,01
(D)	kompletní	95	1,5	0	3+4	0,01+0,01
(E)	kompletní	95	1,5	0	3	0,01
(F)	kompletní	95	5,0	$h/2$	3+4	0,01+0,01

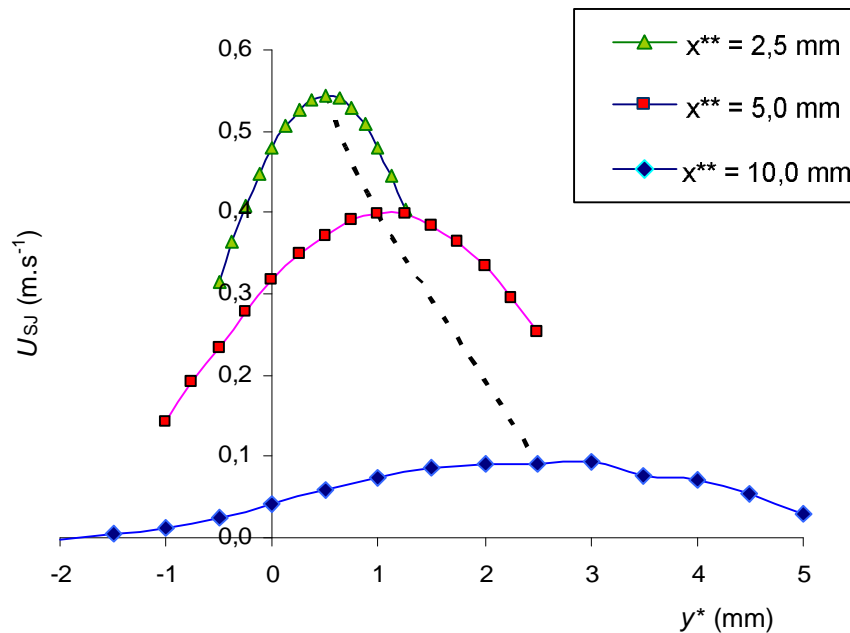
Nejprve byla změřena frekvenční charakteristika na segmentu (A) a kompletní trysce (D), obr. 6. Vynášeny jsou časově střední rychlosti, vyhodnocené dle rovnice (8). Jak bylo zjištěno, maximální střední rychlost je dosahována při frekvenci oscilací $f = 30$ Hz. Poté následuje pokles, přičemž v rozmezí $f = 60\text{--}80$ Hz a $70\text{--}100$ Hz pro segment i kompletní trysky je rychlost proudu přibližně konstantní. Poté pokračuje pokles rychlosti a při $f > 150$ Hz se rychlost proudu pohybuje v řádu centimetrů za sekundu a je tedy již zanedbatelná.

Maximální střední rychlost proudu u segmentu při $f = 30$ Hz je $U_0 = 1,48 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, u kompletní trysky při stejné frekvenci je to $U_0 = 2,35 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, což je o 60% více. Při vyšších frekvencích je tento relativní rozdíl ještě větší, přičemž rychlost proudu z kompletní trysky je vždy vyšší. Rozdíly v rychlostech mohou být způsobeny odchylkami geometrie (nepřesnosti výstupní štěrbin h a vnitřního uspořádání, připojení na dutinu s membránou reproduktoru rozdílnými hadičkami) a dále také prostorovým uspořádáním experimentu, kdy se ovlivňují protiběžné proudy.

Termoanemometrické měření rychlostních profilů bylo prováděno pro samostatný syntetizovaný proud, generovaný ze segmentu. Výsledky jsou na obr. 7 (některé tyto výsledky již byly publikovány – Trávníček a kol. [12]). Zde se potvrdil předpoklad daný geometrií generátoru, že syntetizovaný proud se odklání od osy x^{**} .



Obr. 6 Frekvenční charakteristika segmentu (A) a kompletní trysky (D)

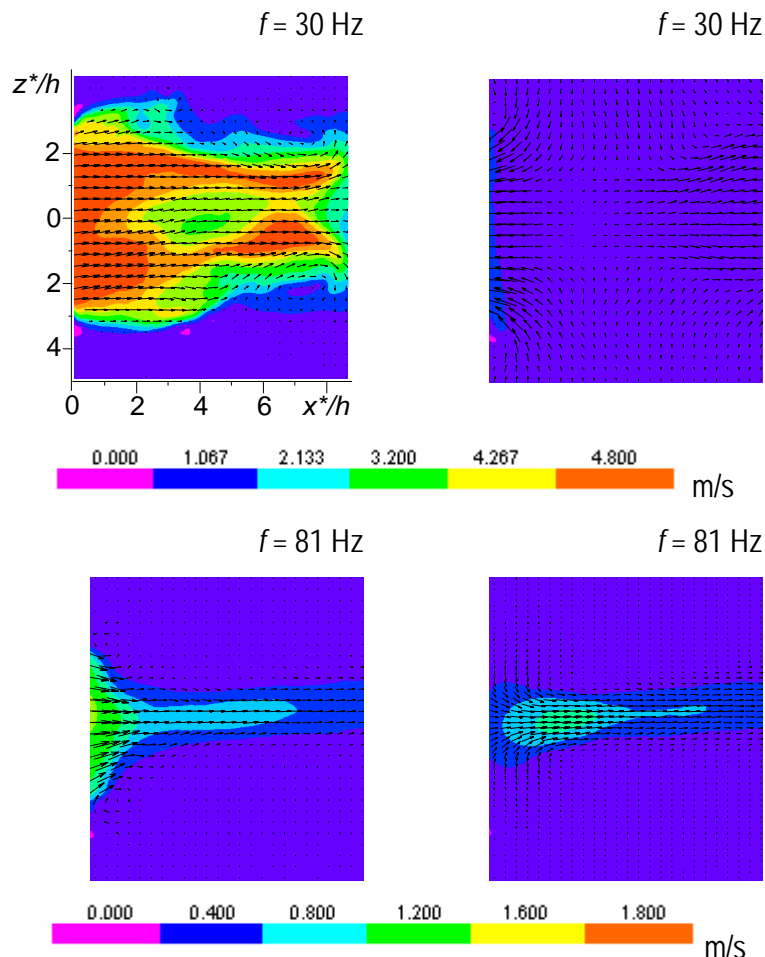


Obr. 7 Rychlostní profily syntetizovaného proudu ve vzdálenostech $x^{**} = 2,5; 5$ a 10 mm,
 $f = 81$ Hz

Měření PIV na kompletním generátoru syntetizovaných proudů není možné, protože geometrie generátoru neumožňuje přístup laserového paprsku k ústí generátoru. Proto probíhala měření PIV na segmentu (viz obr. 3). V návaznosti na termoanemometrická měření byly zvoleny tři frekvence, které byly dále zkoumány; a to 30, 81 a 190 Hz, resp. $St_{SJ} = 0,13, 0,36$ a $0,84$.

Na obr. 8 jsou porovnány rychlosti proudu při vytlačování ($t/T = 0,25$) a nasávání ($t/T = 0,75$) při vybraných frekvencích v rovinách x^*z^* a x^*y^* . Je vidět velký rozdíl

v charakteru proudu při $f = 30$ Hz a 81 Hz. Při nižší frekvenci je proud výrazně širší (4 h ve vzdálenosti $x^*/h = 6$) a rychlejší, až $4,8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. V první čtvrtině cyklu dosahuje vytlačený vzduch až do vzdálenosti $x^*/h = 8$. Na okrajích proudu se vyvinuly dva protiběžné víry. Proud se ve vzdálenosti $x^*/h = 2$ dělí na dvě větve, které se působením okrajových vírů opět přibližují k sobě. Jde o velmi výrazný trojrozměrný efekt – tzv. výměna os („axis-switching“); jak je známo, tento efekt může vést i k rozdělení vírové struktury na dvě souběžné větve – viz Husain a Hussain [16] a Fischer a kol. [17]. V druhé půlce cyklu je již předchozí proud vzdálen, proto může nasávání probíhat po celé délce štěrbině. Při vyšší frekvenci $f = 81$ Hz je v první čtvrtině cyklu vytlačovaný vzduch těsně za ústím trysky. Maximální rychlost nepřekročí $1,8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Vytlačený vzduch se pohybuje pomaleji, proto nestihne opustit prostor u ústí trysky. Nasávání poté probíhá pouze na okrajích štěrbině.



Obr. 8 Syntetizovaný proud při $f = 30$ a 81 Hz ve fázích maximálních rychlostí vytlačování ($t/T = 0,25$) a nasávání ($t/T = 0,75$), v rovině x^*z^* , vektorové mapy jsou podbarveny mapami rychlosti

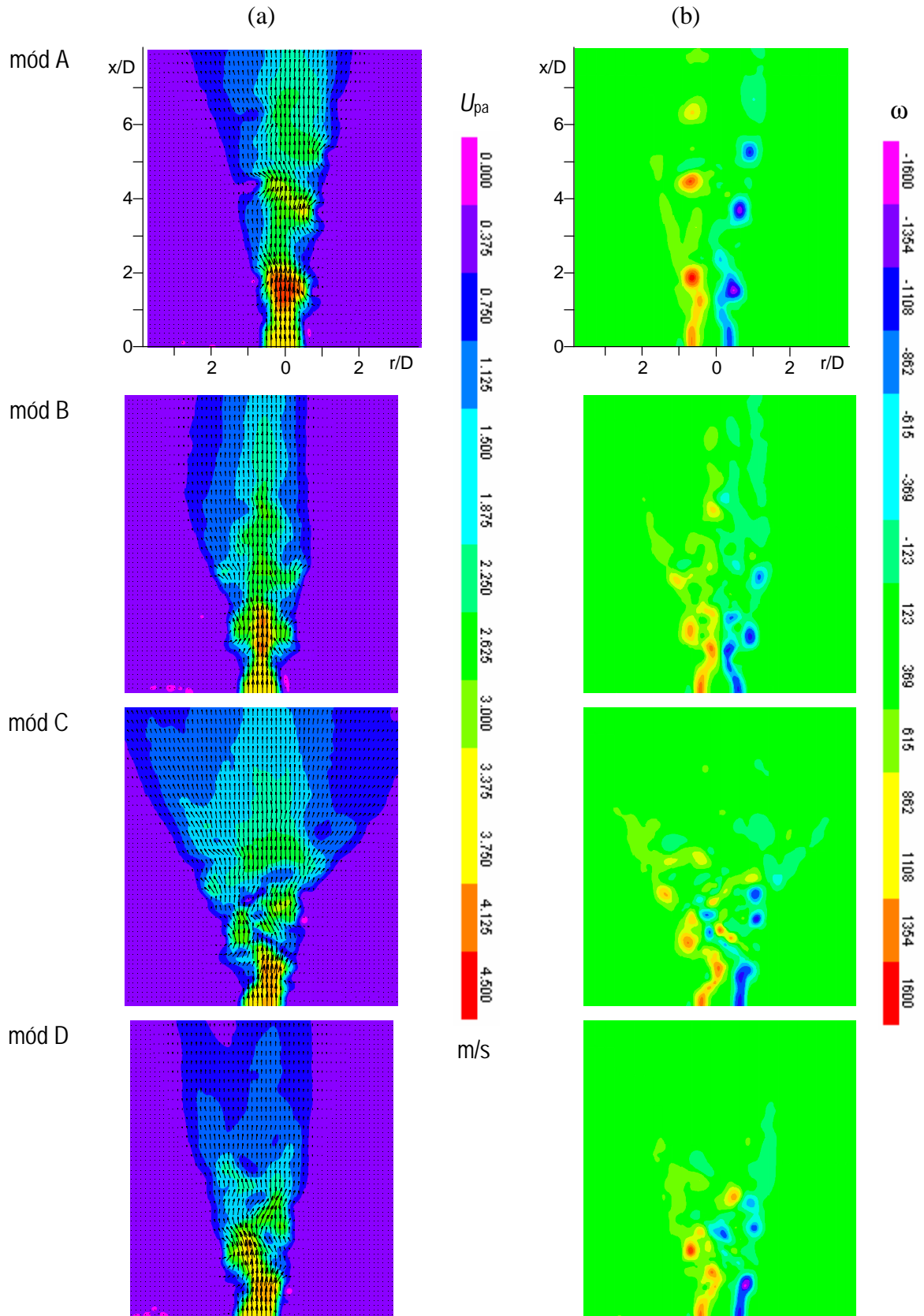
5.3 Aktivně řízený proud

Představení jednotlivých módů hlavního proudu bylo provedeno v kapitole 4, včetně popisu, jakým způsobem řídicí syntetizované proudy pracují pro dosažení těchto módů. K objasnění chování proudových polí bylo provedeno větší množství časově náročných experimentů.

Na obr. 9 jsou představeny módy A, B, C, D při $Re = 1600$, $St = 0,32$ a frekvenci oscilací řídicích proudů $f = 81$ Hz ve fázi $t/T = 0,5$. Proudové pole je zobrazeno vektorovými mapami podbarvenými velikostí vektoru rychlosti (a) a v případě (b) barevně vyznačenou vířivostí proudu.

V symetrických módech (módy A a B) je primární proud rozdělen na zřetelně ohraničené, samostatné vírové struktury.

- V módu A se vírové prstence pohybují dále v ose proudu, přičemž proud uprostřed vírového prstence vykazuje vyšší rychlost. Průměr prstenců se mírně zvyšuje až do jejich rozpadu ve vzdálenosti přibližně $x/D = 6$ od ústí trysky.
- V módu B vznikají ve zkoumané rovině pouze dvojice protilehlých vírů. Primární proud mezi těmito dvojicemi je velmi úzký, přibližně $0,3 D$. Dvojice vírů se dále pohybuje po proudu a dochází k jejich mírnému rozšiřování. Ve vzdálenosti $x/D = 5$ se rozpadají.
- V módu C (bifurkační mód) se primární proud rozvětví na dva oddělené proudy. Každý z nich se dále vyvíjí podobně jako samostatný syntetizovaný proud. Úhel rozšíření mezi těmito proudy je přibližně 40° . Oproti módům A a B je rychlost proudu menší již v počáteční oblasti a vlivem rozšíření proudu klesá rychleji i na ose trysky.
- V módu D (spirálový, helikální mód) se proud v počáteční oblasti, tedy asi do $x/D = 2$, vyvíjí podobně jako v módu C. Za touto hranicí nedochází k rozdělení proudů, ale k pohybu vírových struktur dále po směru proudu v ose trysky. Rychlost proudu je oproti osově symetrickým módům A a B opět nižší.



Obr. 9 Módy A, B, C, D, $f = 81$ Hz, $St = 0,32$, $t/T = 0,5$, $Re = 1600$

(a) vektorové mapy jsou podbarveny mapami velikostí vektoru rychlosti a (b) vířivostí proudu ω

Charakter proudu v jednotlivých módech velmi dobře vystihuje i zobrazení vířivosti proudu ω na obr. 9(b).

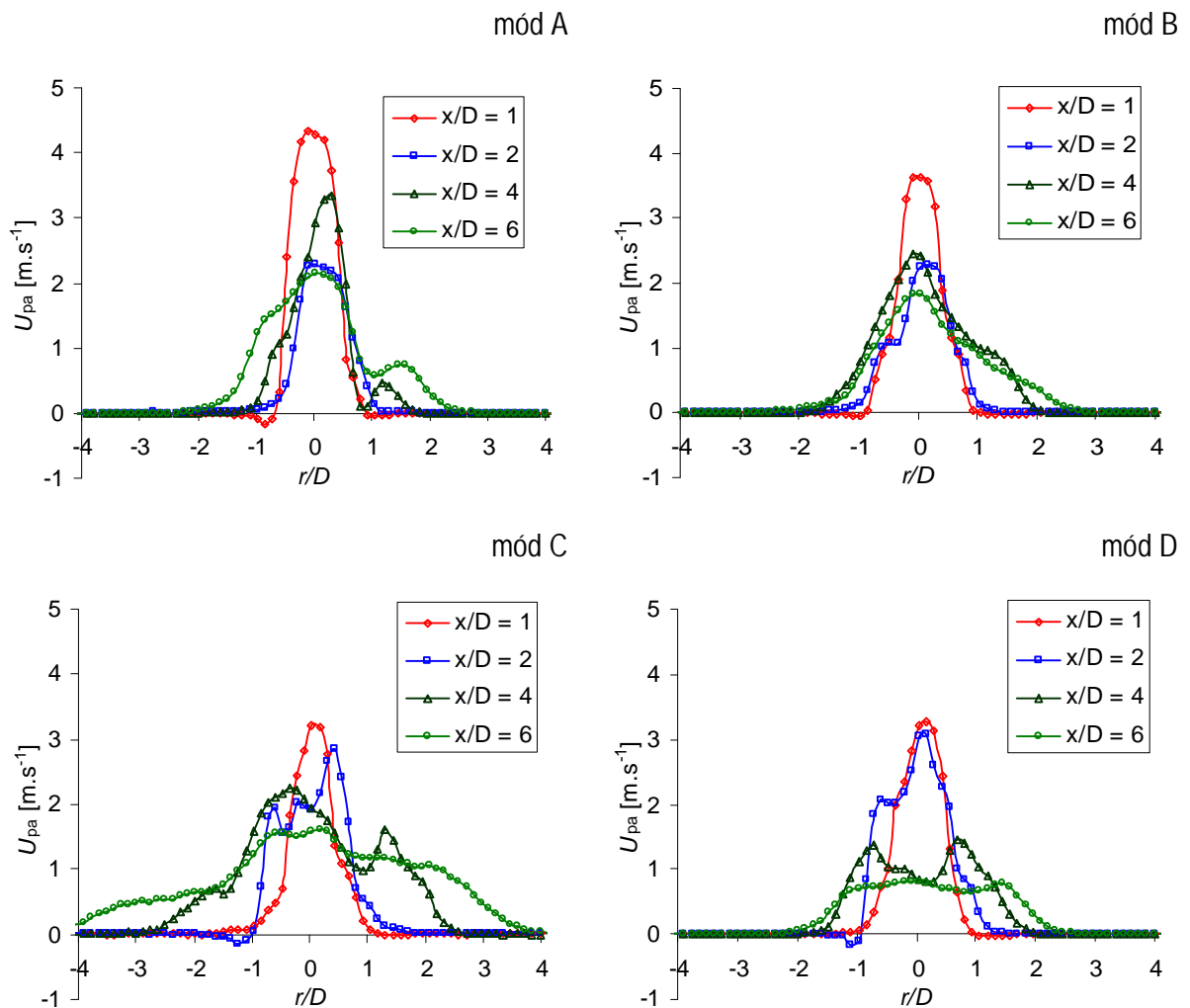
- V módu A se vírový prstenec jeví pouze jako dva protilehlé víry. Nicméně je možné pozorovat, že tyto dva zdánlivé víry těsně přiléhají k hlavnímu proudu a až do vzdálenosti $x/D = 6$ zůstávají kompaktní a vzdálenost od osy trysky se příliš nezvyšuje. Proto lze předpokládat, že se nejedná pouze o samostatné víry, ale sled uzavřených vírových prstenců, které vytvářejí obálku kolem hlavního proudu a jsou rozhodující pro směšování s okolním vzduchem.
- V módu B se už v počáteční oblasti proudu protilehlé víry vzdalují od osy trysky a tento vývoj pokračuje i dále po proudu. Za hranicí $x/D = 4$ dochází ke smíšení protilehlých vírů s okolním vzduchem a k jejich rozpadu. Z obrázku je patrné, že nejvyšší vířivosti je dosaženo v módu A.
- Naprosto jiná situace nastává v módu C (bifurkační mód), který už ze své podstaty má za úkol rozšířit hlavní proud. V módu C je hlavní proud rozdělen na dvě větve. Každá větev je obklopena protilehlými vírovými páry, které se ve vzdálenosti $x/D = 4$ rozpadají. Hranice okrajů proudu je ale dále lemována vyšší vířivostí ve smykové vrstvě.
- V módu D kopírují víry pohyb po spirále. Nejsou ovšem příliš stabilní a ve vzdálenosti $x/D = 4$ dochází k jejich rozpadu.

Na obr. 10 jsou v grafech vyneseny rychlostní profily proudu ve sledovaných módech ve vzdálenostech $x/D = 1, 2, 4$ a 6 v čase $t/T = 0,25$ a pro $Re = 1600$. Jednotlivé módy se od sebe liší zejména šířkou proudu v přechodové oblasti. V počáteční oblasti, ve vzdálenosti $x/D = 1$, má rychlostní profil u všech módů tvar Gaussovy křivky. V této oblasti se vliv řídicích proudů neprojevuje na změně tvaru profilu, ale je patrný na jeho maximální rychlosti. Ve větších vzdálenostech od ústí trysky se již projevuje vliv řídicích proudů na tvaru rychlostního profilu.

- V módu A zůstává profil proudu úzký, rozšiřuje se až od $x/D = 4$, kdy se na okrajích profilu objevují lokální maxima způsobená vírovým prstencem okolo hlavního proudu. Ve vzdálenosti $x/D = 6$ dosahuje šířky $2r_{0,1} = 4,5 D$
- V módu B na ose proudu nedochází k velkým změnám rychlosti, mezi $x/D = 2$ a $x/D = 6$ poklesne rychlost proudu pouze o $0,6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Zároveň v módech A a B je rychlost v $x/D = 4$ vyšší než $x/D = 2$, což je způsobeno přítomností vírového

prstence, resp. protilehlých vřívých párů, které zužují a tím i zrychlují hlavní proud v daném okamžiku periody.

- Proud řízený v módu C se vyznačuje výrazným rozšířením proudu. Již ve vzdálenosti $x/D = 4$ dosahuje šířky $2r_{0,1} = 6 D$, resp. $8 D$ v $x/D = 6$. Rychlostní profil je tvořen několika lokálními maximy, které zanikají se zvyšující se vzdáleností od ústí trysky. V $x/D = 4$ lze pozorovat počínající dělení proudu na 2 větve, které se ovšem později rozplývá.
- V přechodové oblasti módu D je rychlost na okrajích proudu vyšší než na jeho ose, ve fázi $t/T = 0,25$ je efekt nejvýraznější v $x/D = 4$. Nicméně i dále po proudu zůstává čelo rychlostního profilu ploché, pouze dochází k jeho rozšiřování a poklesu rychlosti. V $x/D = 6$ je proud široký $4,5 D$.



Obr. 10 Profil proudu v módech A, B, C, D při $f = 81$ Hz, $St = 0,32$, $t/T = 0,25$ ve vzdálenosti $x/D = 1; 2; 4$ a 6 nad tryskou, $Re = 1600$

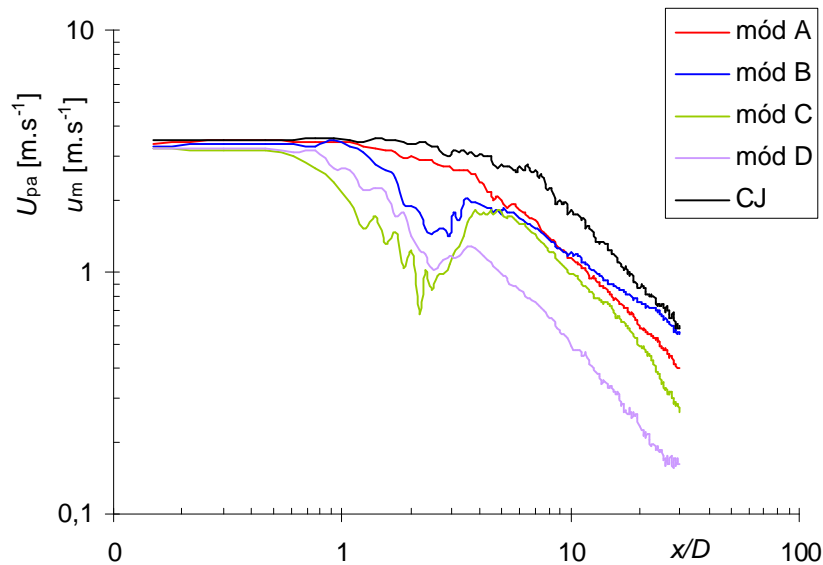
Na obr. 11 je vynesena pokles rychlosti na ose proudu pro módy A-D při $f = 81$ Hz, $Re = 1600$, $St = 0,32$. Rychlost byla spočítána průměrem 8 fází během jednoho cyklu.

Pro porovnání je zde zobrazen i naměřený pokles střední rychlosti u_m kontinuálního proudu (CJ). Jak známo, pokles rychlosti možno v dostatečné vzdálenosti od trysky vyjádřit mocninnou závislostí $U \sim (x/D)^n$, Schlichting [18]. Hodnoty exponentu n pro všechny měřené případy byly vypočítány metodou nejmenších čtverců v oblasti vyvinutého proudu $x/D > 7$ a jsou přehledně uvedeny v Tabulce 2.

Nyní naměřený pokles střední rychlosti u_m kontinuálního proudu ($n = -0,997$) přesně odpovídá takovému ideálnímu případu. To potvrzuje správnost použité metody i přístupu.

Tabulka 2: Hodnoty exponentu n pro módy A-D a kontinuální proud, aproximace poklesu rychlosti v oblasti vyvinutého proudu $x/D > 7$

	mód A	mód B	mód C	mód D	kontinuální proud
n	-0,94	-0,66	-1,12	-1,12	-0,997



Obr. 11 Pokles rychlosti v ose proudu v módech A–D ($f = 81$ Hz, $Re = 1600$, $St = 0,32$) a kontinuální proud (CJ)

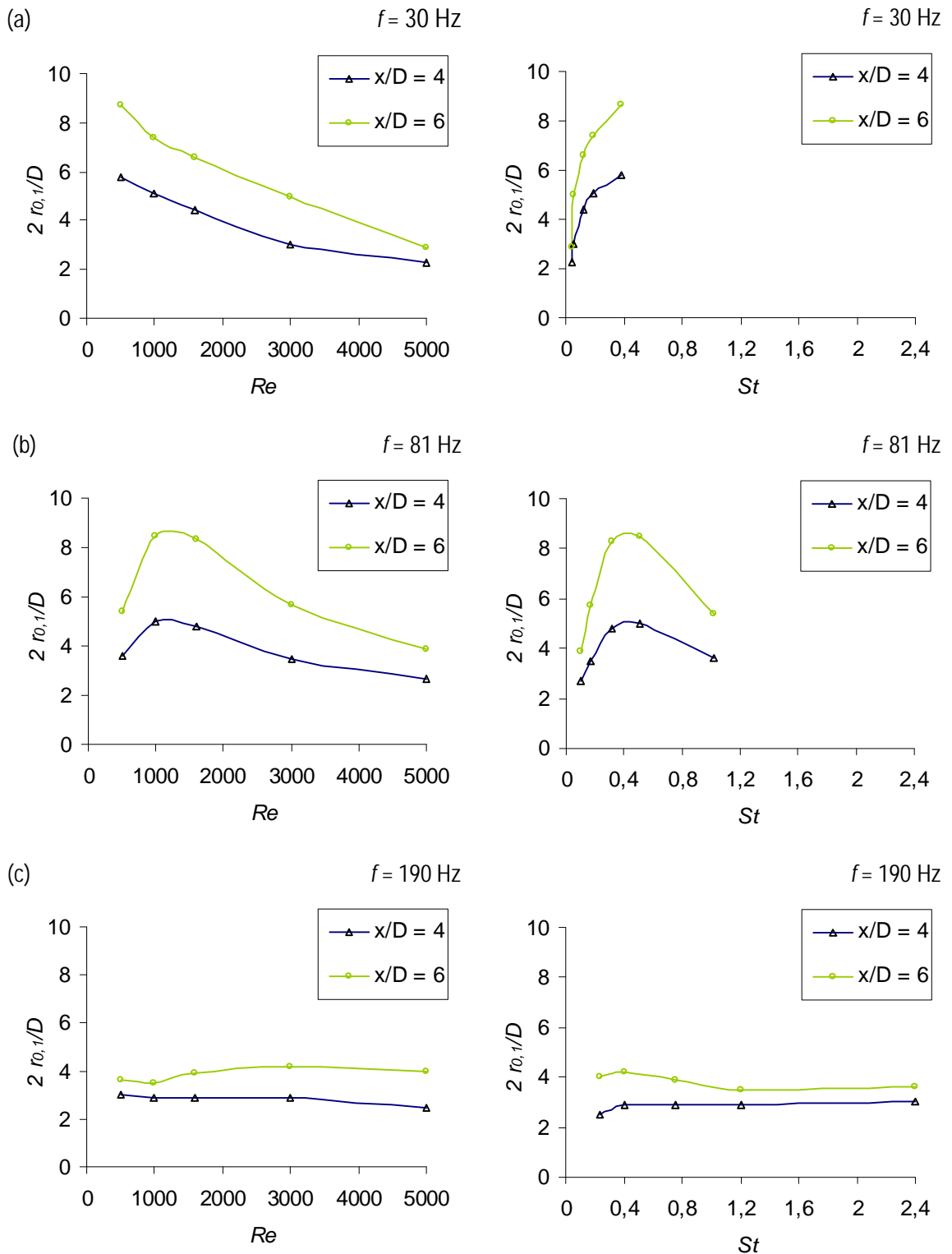
5.3.1 Účinek řídicích proudů v závislosti na Reynoldsově a Strouhalově čísle

Následující sada experimentů byla zaměřena na zkoumání účinku řídicích proudů pro různá Reynoldsova a Strouhalova čísla hlavního proudu. Frekvence i výkon buzení byly nastaveny na konstantní hodnotu a průtok hlavního proudu byl postupně zvyšován tak, aby bylo dosaženo $Re = 500$, potom 1000, potom 1600, potom 3000 a nakonec 5000. Strouhalovo číslo se tímto postupně snižovalo. Tímto postupem bylo změnou frekvence postupně měněno i Stokesovo číslo hlavního proudu, které závisí pro zvolenou geometrii a viskozitu pouze na nastavené frekvenci: $S = (Re St)^{0,5} = D(f/\nu)^{0,5}$. Přitom Stokesovo číslo vyjadřuje vztah viskózních a setrvačných sil v periodických proudových polích (stejně jako Re ve stacionárních případech).

Osově symetrický proud je nejcitlivější na vnější excitace v rozmezí Strouhalova čísla $St = 0,3-0,35$ (Crow a Champagne [19]), $St = 0,25-0,85$ (Thomas [20]) nebo $St = 0,3-0,5$ (Vlasov a Ginevski [21]). Účinek řídicích proudů při změně Re byl zkoumán v módu C pro $f = 30$ Hz. Vliv Reynoldsova a Strouhalova čísla na rozšíření proudu v módu C je přehledně shrnut v grafech na obr. 12. V grafech je porovnávána šířka proudu $2r_{0,1}$ ve vzdálenostech $x/D = 4$ a 6 při frekvencích řídicích proudů $f = 30, 81$ a 190 Hz.

Z výsledků vyplývá, že Reynoldsovo číslo necharakterizuje citlivost proudu na vnější excitace jednoznačně. Obecně lze říci, že se zvyšujícím se Re klesá citlivost proudu. Ovšem důležitým faktorem je frekvence excitací (tj. Stokesovo číslo, $S = D(f/\nu)^{0,5}$). Při $f = 30$ Hz se proud nejvíce rozšíří při nejmenším Re . Se zvyšujícím se Re se šířka proudu plynule zmenšuje. V případě $f = 81$ Hz dochází k největšímu rozšíření při $Re = 1000$ a 1600, poté už se efekt řídicích proudů zmenšuje. V případě oscilací $f = 190$ Hz, kdy je podle předchozích měření rychlost řídicích proudů velmi malá, dochází k mírnému rozšíření proudu až dále od trysky, nejvíce při $Re = 3000$. V porovnání s efektem řídicích proudů při nižších frekvencích je ovšem toto rozšíření zanedbatelné.

Vliv frekvence řídicích proudů a rychlosti hlavního proudu velmi dobře zohledňuje Strouhalovo číslo. V případě všech tří zkoumaných frekvencí platí, že k největšímu rozšíření proudu v módu C dochází v rozmezí $St = 0,12$ až 0,51. Spodní hranice je o 0,1 nižší, než se uvádí v literatuře, nicméně horní hranice vyhovuje rozmezí podle Thomase [20]. Dokonce i v případě $f = 190$ Hz, kdy je rozšíření proudu poměrně malé pro všechna zkoumaná Re , lze maximum pozorovat při $St = 0,24$ až 0,40.



Obr. 12 Šířka proudu $2r_{0,1}$ v módu C při $f = 30$ Hz (a), 81 Hz (b) a 190 Hz (c) ve vzdálenosti $x/D = 4$ a 6 nad ústím trysky v závislosti na Reynoldsově a Strouhalově čísle

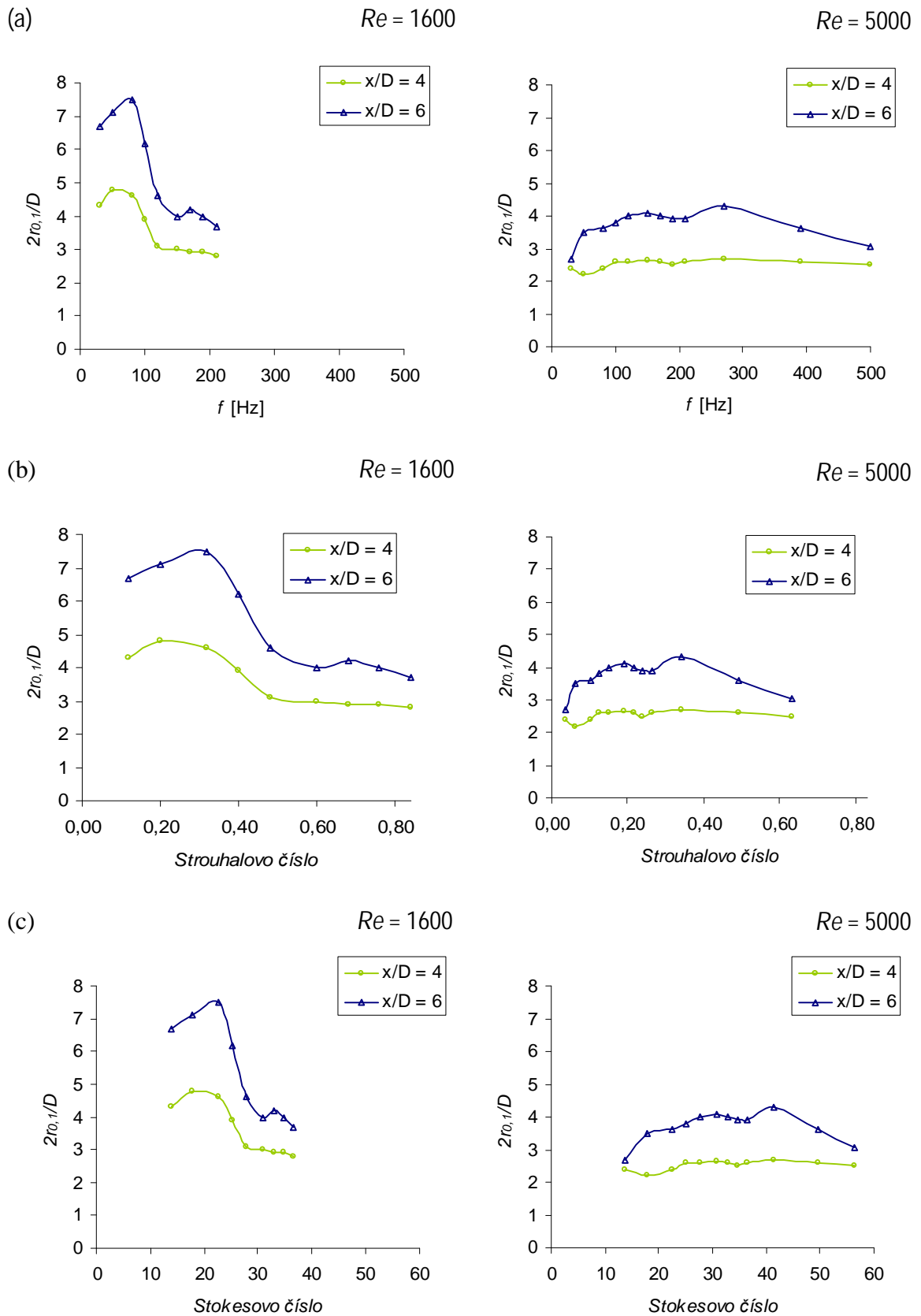
5.3.2 Bifurkační rozšíření proudu v závislosti na frekvenci oscilací řídicích proudů

Výsledky experimentu v předchozí kapitole vnesly otázku, nakolik je účinek řídicích proudů ovlivněn jejich frekvencí, resp. při jaké frekvenci již hlavní proud nereaguje na vnější excitace. Pro zkoumání byl opět vybrán mód C, kde lze velmi dobře pozorovat a kvantifikovat vliv řídicích proudů prostřednictvím rozšíření hlavního proudu, případně rozdělení hlavního proudu do dvou větví. Zkoumány byly frekvence v rozmezí 30 až 210 Hz pro hlavní proud o $Re = 1600$, resp. 30 až 500 Hz pro hlavní proud o $Re = 5000$. Reynoldsovo číslo hlavního proudu má zásadní význam pro stanovení rozsahu frekvencí, kdy je řídicí proud nejučinnější, viz grafy na obr. 13. Zatímco při nižším Re dochází k největšímu rozšíření v rozmezí frekvencí 30 až 100 Hz v obou sledovaných vzdálenostech od trysky, při vyšším Re je to v rozmezí 150 až 270 Hz, ale pouze ve vzdálenosti $x/D = 6$. Ve vzdálenosti $x/D = 4$ se změna frekvence řídicích proudů na rozšíření hlavního proudu téměř neprojevuje.

Z pohledu Strouhalova čísla naopak dochází v obou případech k velmi dobré shodě, viz grafy na obr. 13(b). Největšího rozšíření proudu je dosaženo v rozmezí $St = 0,12-0,47$ ($Re = 1600$), resp. $0,19-0,34$ ($Re = 5000$). Můžeme tedy konstatovat, že proud je nejcitlivější na vnější excitace v rozmezí Strouhalových čísel $St \sim 0,2-0,4$ pro různá Re . Toto rozmezí dobře odpovídá poznatkům z literatury [19, 20, 21].

Pro úplnost jsou představeny i grafy rozšíření proudu v závislosti na Stokesově čísle, obr. 13(c).

Výše uvedené hodnoty rozšíření proudu jsou v některých případech až překvapivě velké, především v oblasti Strouhalova čísla $St \sim 0,2-0,4$. Důvodem je velká citlivost hlavního proudu na vnější vlivy v odpovídající frekvenční oblasti. Nutno ovšem uvést, že pro velmi malé průtoky (resp. Re), může docházet k vychylování a rozmítání hlavního proudu ještě jiným způsobem, totiž přímým působením hybnosti proudu řídicího.



Obr. 13 Rozšíření proudu v módu C ve vzdálenosti $x/D = 4$ a 6 nad ústím trysky v závislosti na změně frekvence (a), Strouhalova čísla (b) a Stokesova čísla (c), $Re = 1600$ a 5000 , $t/T = 0,25$

5.4 Diskuse hlavních výsledků

Osově symetrický proud vzduchu

Mnoho poznatků, známých z literatury, bylo potvrzeno:

- Základní oblasti proudu, tedy počáteční oblast, přechodová oblast a oblast vyvinutého proudu odpovídají popisu osově symetrického proudu (Schlichting [18], Blevins [13], White [15]).
- Pokles rychlosti na ose odpovídá závislosti $u_m \sim x^n$, kde exponent n byl vyhodnocen metodou nejmenších čtverců jako $n = -0,997$. Tento exponent velmi dobře odpovídá poznatkům z literatury, kde se uvádí $n = -1$ ([18], [13]).
- Rychlostní profily vyvinutého proudu také odpovídají průběhům popsaným v literatuře. Počáteční oblast vykazuje plochý vyrovnaný profil. V přechodové oblasti začíná pokles rychlosti na ose trysky a zároveň pokračuje směšování vzduchu z vnějších částí proudu s okolním vzduchem. Oblast vyvinutého proudu začíná přibližně ve vzdálenosti $x/D > 7$. Ve vzdálené oblasti vykazují rychlostní profily velmi dobrou shodu se známými profily podle literatury ([13], [15]), zejména v centrální části proudu.

Rezonanční frekvence generátorů syntetizovaného proudu

Jak bylo experimentálně prokázáno, chování syntetizovaného proudu ze samostatného generátoru (segmentu) je přijatelně blízké chování čtveřice řídicích syntetizovaných proudů generovaných v kompletní trysce. Rezonance byly nalezeny ve všech zkoumaných případech v oblasti nízkých frekvencí 27–35 Hz – viz obr 6.

To je v souladu se systematickým přístupem k práci. Umožňuje to v některých případech proměrování hůře přístupných štěrbin kompletní trysky nahradit měřením mnohem lépe přístupného samostatného generátoru (segmentu).

Aktivní řízení proudu

Bylo prokázáno, že osově symetrický proud lze řídit soustavou generátorů syntetizovaných proudů v různých módech (A: osově symetrický, B: rovinně symetrický, C: bifurkační, D: helikální, „spirálový“). Syntetizované proudy ve zkoumaných módech mimo jiné způsobily rozmítání proudu do šířky, pokles rychlosti proudu podél osy trysky a změny rychlostních profilů hlavního proudu.

- Největšího rozmítání proudu do šířky bylo dosaženo v bifurkačním módu C v rozsahu Strouhalova čísla $St = 0,2-0,4$.
- Pokles rychlosti podél osy trysky ve vzdálené oblasti $x/D > 7$ byl v porovnání s kontinuálním proudem rychlejší v módech C a D ($n = -1,12$). Naopak v módech A a B klesala rychlost podél osy pomaleji ($n = -0,94$, resp. $n = -0,66$), jak je patrné z obr. 11.
- Rychlostní profily mají v počáteční oblasti proudu ve všech módech tvar Gaussovy křivky, liší se pouze rychlostí. Ve vzdálenostech $x/D > 1$ se účinek řídicích proudů projevuje na tvaru rychlostního profilu, který je rozšířen, případně se objevují lokální maxima rychlosti na okrajích proudu, viz grafy na obr. 10.

Účinek syntetizovaných proudů na hlavní proud závisí na mnoha parametrech, z nichž nejdůležitějšími jsou Strouhalovo číslo, Reynoldsovo číslo a hybnostní součinitel c_m .

- Vliv Strouhalova čísla byl zkoumán pro různé kombinace frekvencí syntetizovaných proudů a rychlostí hlavního proudu. Bylo zjištěno, že proud je nejcitlivější na vnější excitace v rozsahu $St = 0,2-0,4$, což velmi dobře odpovídá dostupné literatuře [19, 20, 21].
- Vliv Reynoldsova čísla necharakterizuje citlivost proudu na vnější excitace jednoznačně. Obecně lze říci, že se zvyšujícím se Re klesá citlivost proudu. Ovšem důležitým faktorem je frekvence oscilací.
- Hybnostní součinitel dosahuje v této práci rozsahu $c_m = 10^{-7}$ až 1,45. Pro malé hodnoty součinitele je rozmítání proudu způsobeno citlivostí hlavního proudu na vnější vlivy. Pro velké hodnoty c_m (velmi malé průtoky, resp. Re), již dochází k vychylování a rozmítání hlavního proudu přímým působením hybnosti řídicího proudu. Pro vysoké hodnoty hybnostního součinitele c_m nejsou proto budící frekvence (resp. hodnoty Strouhalova čísla) natolik rozhodujícím parametrem.

6 Závěry

Cíle práce byly splněny:

- Tři experimentální modely byly připraveny a zprovozněny:
 - Osově symetrický proud vzduchu byl generován z trysky o průměru ústí 10 mm.
 - Generátor syntetizovaného proudu, mající podobu segmentu trysky, pracuje s elektrodynamickým buzením. Jeho rezonanční frekvence byla nalezena v rozsahu 27–35 Hz.
 - Kompletní tryska umožňuje vytvořit osově symetrický proud vzduchu řízený soustavou čtyř syntetizovaných proudů.
- Měření probíhalo za fázové synchronizace s budícím signálem. Výsledky byly zpracovávány fázovým průměrováním.
- Byl proveden systematický experimentální výzkum případu. Proměrování proudových polí bylo prováděno metodou PIV a anemometrem se žhaveným drátkem. Referenční měření byla prováděna s osově symetrickým proudem vzduchu bez řízení, následovalo měření se syntetizovaným proudem ze samostatného generátoru (segmentu) a konečně hlavní část měření se zaměřila na řízený proud z kompletní trysky.
- Možnost řídit hlavní proud a uvést jej spolehlivě do zvolených módů byla prokázána. Efektivní rozmítání proudu do šířky bylo dosaženo a kvantifikováno. Proud je nejcitlivější na vnější excitace v rozmezí Strouhalova čísla 0,2–0,4. Byl popsán pokles rychlosti podél osy trysky pro jednotlivé módy a porovnán s osově symetrickým proudem bez řízení a s literaturou. Dále byly popsány rychlostní profily proudu v jednotlivých módech.
- Výsledky známého případu (hlavní osově symetrický proud bez řízení) byly podrobně porovnány s dostupnými referenčními údaji z literatury. Prokázala se velmi dobrá shoda, svědčící o správnosti přístupu: reprodukovatelnost zvoleného proudového pole i správnost použitých měřících metod velmi dobře odpovídají sledovaným cílům.
- Největší potenciální přínos pro použití v průmyslových aplikacích možno očekávat při intenzifikaci transportních procesů v proudovém poli (např. směšování) i na obtékaných stěnách (např. chlazení elektronických součástek). Byla prokázána vhodnost použití budících frekvencí, odpovídajících největší citlivosti hlavního

proudu (tzv. preferovaný mód), při kterém je Strouhalovo číslo od 0,2 do 0,4. I tento výsledek velmi dobře odpovídá poznatkům z literatury. Přitom zvolená úroveň hybnostního koeficientu byla $c_m = 10^{-7}$ až 1,45.

- Byla potvrzena citlivost hlavního proudu v oblasti Strouhalova čísla 0,2 až 0,4. Pro hlubší objasnění vlivu řízení na hlavní proud bude vhodné zaměřit se především na tuto oblast a ostatní parametry zkoumat pokud možno nezávisle (Re , amplituda řídicího proudu, popř. hybnostní součinitel c_m).
- Tato práce ukázala, že konstrukce konkrétního generátoru je vždy spjata s užší oblastí St a výzkum širší oblasti by vyžadoval modifikaci konstrukce – přesněji řečeno modifikaci frekvenční charakteristiky.
- Navíc – mimo cíle této práce – se ukázalo, že ve zmíněné oblasti $St = 0,2-0,4$ je proud natolik citlivý, že reaguje i na akustické působení (případ, kdy amplituda rychlosti na výstupu z generátoru nedosahuje kritéria pro vznik syntetizovaného proudu).

6.1 Výhledy do budoucnosti

Tato práce potvrdila, jak je možné aktivním řízením významně změnit charakter proudových polí. Jelikož oblast parametrů (St , Re , c_m) byla vymezena, následující etapy již mohou být zaměřeny na prohloubení poznatků a následně i na optimalizaci těchto parametrů.

Aktivně řízené proudy mohou být využity pro zlepšení funkce řady aplikací ve strojírenském i elektrotechnickém průmyslu, např. pro zdokonalení směšování, spalování, chlazení, sušení, ohřevu. Následující výzkum by se proto mohl zaměřit na přizpůsobení případu konkrétním požadavkům těchto aplikací.

V poslední době byly publikovány i články věnující se již konkrétním aplikacím, např. článek Amitay a kol. [22] o aktivním řízení proudění potrubím pro potřeby leteckého průmyslu, kdy působení soustavy syntetizovaných proudů vedlo k úspěšnému znovupřilnutí odtrženého proudění. V minulém roce bylo dokonce použití této pokrokové technologie zahrnuto do studie o možnostech konstrukce velkých dopravních letadel budoucnosti – Jabbal a kol. [23].

Literatura

- [1] M. Gad-El-Hak, Interactive control of turbulent boundary layers – A futuristic overview, *AIAA Journal* 32 (9) (1994) 1753–1765.
- [2] H.H. Fernholz, Management and control of turbulent shear flows, *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik*, 73 (11) (1993) 287–300
- [3] B. L. Smith, A. Glezer, The formation and evolution of synthetic jets, *Phys. Fluids* 10 (9) (1998) 2281–2297.
- [4] J. E. Cater, J. Soria, The evolution of round zero-net-mass-flux jets, *J. Fluid Mech.* 472 (2002) 167–200.
- [5] D. A. Tamburello, M. Amitay, Three dimensional interactions of a free jet with a perpendicular synthetic jet, *Journal of Turbulence* 8 (38) (2007) 1–18
- [6] B. L. Smith, A. Glezer, Jet vectoring using synthetic jets, *J. Fluid Mech.* 458 (2002) 1–34.
- [7] E. Avihar, N. Shemesh, L.G. Pack, A. Seifert, Rotation of a rectangular jet by periodic excitation, *Journal of Aircraft* 40 (1) (2003) 217–219
- [8] Z. Trávníček, V. Tesař, Annular synthetic jet used for impinging flow mass-transfer, *Int. Journal of Heat and Mass Transfer* 46 (17) (2003) 3291–3297.
- [9] Z. Trávníček, J. Vogel, T. Vít, F. Maršík, Flow field and mass transfer experimental and numerical studies of a synthetic impinging jet, 4th International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics (HEFAT2005) 95–98.
- [10] Z. Trávníček, P. Dančová, J. Kordík, T. Vít, M. Pavelka, Heat and mass transfer caused by a laminar channel flow equipped with a synthetic jet array, *Trans. ASME, Journal of Thermal Science and Engineering Applications* 2 (4) (2010) 041006-1–041006-8.
- [11] Z. Trávníček, V. Kopecký, F. Maršík, V. Tesař, Bifurcated and helical jet controlled by azimuthally arranged synthetic jets, 5th International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics (HEFAT2007), Sun City, South Africa (2007) p.35.
- [12] Z. Trávníček, L. Němcová, J. Kordík, V. Tesař, V. Kopecký, Axisymmetric impinging jet excited by a synthetic jet system, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, (2011, přijato k publikování).

-
- [13] R.D. Blevins, *Applied Fluid Dynamics Handbook*. Krieger Publ. Comp., Malabar, Florida (2003).
- [14] J. Citavý, J. Nožička, *Proudění vazkých tekutin – Tenké smykové vrstvy*, ČVUT Praha (2004).
- [15] F.M. White, *Viscous Fluid flow*, New York, McGraw-Hill (1991).
- [16] H.S. Husain, F. Hussain, The elliptic whistler jet, *J. Fluid Mech.* 397 (1999) 23 – 44.
- [17] C.Fischer, R.N.Sharma, G.D.Mallinson, Flow visualisation to identify mechanisms leading to axis-switching of slotted synthetic jets, 17th Australasian Fluid Mechanics Conference, Auckland, New Zealand (2010).
- [18] H. Schlichting, K. Gersten, *Boundary-Layer Theory*. Springer-Verlag, Berlin (2000).
- [19] S. C. Crow, F. H. Champagne, Orderly structure in jet turbulence, *J. Fluid Mech.* 48 (1971) 547–591.
- [20] F. O. Thomas, Structure of mixing layers and jets, *Appl. Mech. Rev.* 44 (1991) 119–153.
- [21] E. V. Vlasov, A. S. Ginevski, The aeroacoustic interaction problem (review), *Sov. Phys. Acoust.* 26 (1) (1980) 1–7.
- [22] M. Amitay, D. Pitt, A. Glezer, Separation control in duct flows, *Journal of Aircraft* 39 (4) (2002) 616–620.
- [23] M. Jabbal, S. C. Liddle, W. J. Crowther, Active flow control systems architectures for civil transport aircraft. *Journal of Aircraft* 47 (6) (2010) 1966–1981.

Vybraná publikační činnost autorky

- [a] Z. Trávníček, L. Němcová, J. Kordík, V. Tesař, V. Kopecký, Axisymmetric impinging jet excited by a synthetic jet system, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, (2011, přijato k publikování).
- [b] L. Němcová, J. Kordík, Z. Trávníček, V. Kopecký, Velocity profiles and frequency characteristics of a control synthetic jet, mezinárodní konference *Experimental fluid mechanics*, Jičín (2011, příspěvek přijat k prezentaci).
- [c] L. Pírková¹, V. Kopecký, Z. Trávníček, PIV studium kontinuální trysky řízené pulzujícími proudy, *Mechanical Engineering Journal Strojárstvo*, Žilina, Slovensko (2009) ISSN: 1335-2938.
- [d] L. Němcová, V. Kopecký, Z. Trávníček, Experimental study of a control synthetic jet's efficiency, *Structure and Strutral Mechanics of Textile Fabrics*, Liberec (2009) ISBN: 978-82-7372-542-6.
- [e] L. Pírková, V. Kopecký, Z. Trávníček, Experimental study of a control synthetic jet using PIV method, 9th International workshop on Electronics, Control, Modelling, Measurement and Signals 2009, Mondragon, Spain (2009) ISBN: 978-84-608-0941-8.
- [f] L. Němcová, V. Kopecký, Z. Trávníček, Experimentální výzkum osově symetrického proudu vzduchu, řízeného soustavou syntetizovaných proudů, *Sborník Technických zpráv Výzkumného centra Textil II, sekce C*, ISRN - VCT2/C-RMM/TZ - 09/001/CZ, TUL (2009).
- [g] L. Pírková, V. Kopecký, Z. Trávníček, Experimental and numerical study of a controlled pulsating flow, *Structure and Strutral Mechanics of Textile Fabrics*, Liberec (2008) ISBN: 978-80-7372-418-4.
- [h] L. Pírková, J. MacInnes, Towards a numerical model of a round air jet excited into various modes, 12th International Scientific Seminar on Developments in Machinery Design and Control, Lomza, Polsko (2008) str. 91 - 92, ISBN: 978-83-87982-08-9.
- [i] L. Pírková, J. MacInnes, Towards a numerical model of a controlled pulsating jet, 7th conference on Power System Engineering, Thermodynamics & Fluid Flow, Plzeň, CZ, str. 189-194 (2008) ISBN: 978-80-7043-665-3.

¹ L. Pírková je rodné jméno autorky. V roce 2009 provdána jako L. Němcová.

- [j] L. Pírková, V. Kopecký, Z. Trávníček, Studium řízených pulzních toků metodou PIV, sborník konference Power System Engineering, Thermodynamics & Fluidflow, Plzeň, str. 173 – 178 (2007) ISBN: 978-80-7043-542-7.
- [k] V. Kopecký, M. Kotek, L. Pírková, D. Jašíková, Z. Trávníček, J. Hlína, Experimentální studium časového vývoje pulzačních proudění klasickým PIV, sborník konference 21th Symposium on anemometry, Holany, str. 81 - 88 (2007) ISBN:978-80-87117-01-9.
- [l] L. Pírková, V. Kopecký, Z. Trávníček, Experimental study of bifurcating jets using PIV method, sborník abstraktů a cd konference ECMS 2007, Liberec, str. 61 (2007) ISBN: 978-80-7043-542-7.
- [m] L. Pírková, V. Kopecký, Z. Trávníček, PIV measurements of a round air jet excited into various modes, sborník abstraktů a cd konference 11th International Scientific Seminar on Developments in Machinery Design and Control, Červený Klášter, Slovensko, str. 71 -72 (2007) ISBN: 83-87982-42-3.
- [n] L. Pírková, V. Kopecký, Z. Trávníček, Study of controlled pulsating flows using the PIV method, konference Structure and Strutural Mechanics of Textile Fabrics, Liberec, str. 359-365 (2007) ISBN: 978-80-7372-271-5.
- [o] L. Pírková, V. Kopecký, Z. Trávníček, Studium řízených pulzních toků metodou PIV, Sborník technických zpráv, Sekce C, VCT II, Speciální měření a modelování, ISRN: TUL – VCT2/C – TSM/TZ - - 07/001/CZ.
- [p] M. Kotek, V. Kopecký, L. Pírková, Nonstationary flow fields in textile applications, konference Structure and Strutural Mechanics of Textile Fabrics, Liberec (2006) ISBN: 80-7372-135x