TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI FAKULTA STROJNÍ Katedra energetických zařízení



Petra Dančová

STUDIE PROUDĚNÍ TYPU "SYNTHETIC JET" ANALYSIS OF THE "SYNTHETIC JET"

Vedoucí diplomové práce: Konzultant diplomové práce: Ing. Tomáš Vít, Ph.D. Doc. Ing. Jiří Unger, CSc.

Rozah práce: Počet stran: 63 Počet stran příloh: 24

ANOTACE

Diplomová práce se zabývá zkoumáním vlastností proudění typu Synthetic Jet. V práci jsou shrnuty dosavadní poznatky o proudění Synthetic Jet a jsou zde popsány jednotlivé metody měření. Hlavním cílem práce je návrh a realizace experimentálního zařízení a následné provedení experimentů ve vodě. Navržený budící člen a experimentální zařízení má umožnit provedení řady experimentů, které jsou součástí této práce, a zároveň má sloužit i pro další výzkum v oblasti konstrukce Synthetic Jet.

V práci jsou prezentovány výsledky vizualizace proudění metodou cínových iontů, určení nominální frekvence budícího členu a měření rychlostí metodou termoanemometrie. Součástí práce je rovněž numerická simulace sledovaného jevu.

Pro porovnání jsou zde prezentovány také výsledky měření prováděných ve vzduchu dvoudrátkovou sondou, které zachycují celé 2D nestacionární rychlostní pole, vizualizace proudového pole metodou Smoke Wire a výsledky PIV experimentů.

ANNOTATION

The thesis is focused on the research of the properties of Synthetic Jet operating in the water. It presents the summary of the results from the previous research, the design of unique experimental setup and the results of various experiments and numerical simulation.

Thesis presents results of by visualization by electrolytic precipitation method – so called tin ions visualization, results of experiments achieved by Hot-wire anemometry and numerical simulations carried out by means of the Finite Volume Method. The Hot-wire anemometry experiments are focused on the determination of the nominal frequency of the actuator and on the measurement of different velocity profiles. The method of the interpretation of acquired unsteady data is also presented here. They are presented results of 2D probe measurements carryed out in the air, Smoke Wire visualization and PIV results for comparison.

Finally, the thesis shows shortcomings and possibilities ways of improvements of used experimental and numerical methods.



TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI Fakulta strojní

Katedra energetických zařízení

Studijní rok: 2005/2006

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

Jméno a příjmení	Petra Dančová
Studijní program	magisterský - M2301 strojní inženýrství
Obor	3901T003 Aplikovaná mechanika
Zaměření	Mechanika tekutin a termodynamika

Ve smyslu zákona č. 111/1998 Sb. o vysokých školách se Vám určuje diplomová práce na téma:

Studie proudění typu "Synthetic Jet"

Zásady pro vypracování: (uveď te hlavní cíle diplomové práce a doporučené metody pro vypracování)

- 1. Souhrn současných poznatků o proudění typu "Synthetic Jet".
- Identifikace prouděni SyJ ve vzduchu, použití různých experimentálních metod CTA, PIV, Smoke Wir.
- 3. Návrh a konstrukce zařízení SyJ ve vodě.
- Identifikace proudění typu SyJ ve vodě a porovnání s výsledky dosaženými ve vzduchu -Vizualizace + CTA experimenty.
- 5 Analýza sledovaného jevu (Simulace Fluent Matlah)

Forma zpracování diplomové práce:

- původní zpráva: 60 stran
- grafické práce: cca 15 stran

Seznam literatury (uved'te doporučenou odbornou literaturu):

- Smith, B. L., Glezer, A.: The formation and evolution of synthetic jets, In.: Phys. Fluids 10 (1998) 2281-2297.
- Trávníček, Z., Tesař, V.: Annular synthetic jet used for impinging flow mass-transfer, In.: Int. J. Heat Mass Transfer 46 (2003) 3391-3297.
- Bruun, H. H.: Hot wire anemometry, Oxford Univ. Press, 1995.
- Yang, W-J.: Handbook of flow visualization, Hemisphere Publish. Corp., 1989.
- Schlichting, R.: Boundar-layer theory, Pergamon Press, 1955.

Vedoucí diplomové práce:

Ing. Tomáš Vít, Ph.D.

Konzultant diplomové práce:

Doc. Ing. Jiří Unger, CSc.

Doc. Ing. Jiří Unger, CSc. vedoucí katedry



Doc. Ing. Petr Louda, CSc. děkan

V Liberci dne 7. 10. 2005

Místopřísežně prohlašuji, že jsem diplomovou práci vypracovala samostatně s použitím uvedené literatury.

V Liberci, dne 21.5.2006

Petra Dančová

Prohlášení

Byla jsem seznámena s tím, že na mou diplomovou práci se plně vztahuje zákon č.121/2000 Sb. o právu autorském, zejména § 60 – školní dílo.

Beru na vědomí, že Technická univerzita v Liberci (TUL) nezasahuje do mých autorských práv užitím mé diplomové práce pro vnitřní potřebu TUL.

Užiji-li diplomovou práci nebo poskytnu-li licenci k jejímu využití, jsem si vědoma povinnosti informovat o této skutečnosti TUL; v tomto případě má TUL právo ode mne požadovat úhradu nákladů, které vynaložila na vytvoření díla, až do jejich skutečné výše.

Diplomovou práci jsem vypracovala samostatně s použitím uvedené literatury a na základě konzultací s vedoucím diplomové práce a konzultantem.

Declaration

I have been notified of the fact that Copyright Act No.121/2000 Coll. applies to my thesis in full, in particular Section 60, School Work.

I am fully aware that the Technical University of Liberec is not interfering in my copyright by using my thesis for the internal purposes of TUL.

If I use my thesis or grant a licence for its use, I am aware of the fact that I must inform TUL of this; in this case TUL has the right to seek that I pay the expenses invested in the creation of my thesis to the full amount.

I compiled the thesis on my own with the use of the acknowledged sources and on the basis of consultation with the head of the thesis and a consultant.

21.5.2006

Petra Dančová

V úvodu své diplomové práce bych ráda poděkovala Ing. Tomáši Vítovi, Ph.D. za odborné vedení, trpělivost a cenné rady a připomínky které mne vedly po celou dobu potřebnou k vypracování práce. Vřelý dík zaslouží i pan Petr Jerje, bez jehož pomoci a rad v oblasti elektrotechniky a elektroniky by práce trvala mnohem delší dobu. O výrobu experimentálního zařízení se zasloužil pan Jaroslav Kneř, za což mu rovněž děkuji.

Náklady spojené s přípravou a realizací této diplomové práce byly částečně hrazeny z Výzkumného záměru Ministerstva školství a tělovýchovy ČR – MSM 4674788501 a z prostředků Grantové agentury ČR GAČR 101/05/2681.

V neposlední řadě patří poděkování mým rodičům, za podporu během celého studia.

OBSAH

1.		ÚVC)D	6
	1.1.	Syr	thetic Jet (SyJ)	6
	1.2.	Cíl	a rozsah diplomové práce	8
2.		TEOF	RETICKÁ ČÁST	9
	2.1.	Tec	orie Synthetic Jet	9
		2.1.1.	Použití Synthetic Jet	9
		2.1.2.	Parametry Synthetic Jet	9
	2.2.	Ter	moanemometrie	10
		2.2.1.	Princip termoanemometrie	10
		2.2.2.	Režimy činnosti HWA	12
		2.2.3.	Žhavené drátkové sondy	13
		2.2.4.	Míra přehřátí sondy	13
		2.2.5.	Filmové sondy	13
		2.2.6.	Použití filmových sond	14
		2.2.7.	Směrové charakteristiky filmových sond	14
		2.2.8.	Kalibrace rychlosti	14
		2.2.9.	Měření ve vodě pomocí filmových sond	15
		2.2.10	. Kalibrace ve vodě	16
		2.2.11	. Použití 2D sond	16
		2.2.1	1.1. Kalibrace 2D sond	16
		2.2.12	. Výhody termoanemometrie	18
		2.2.13	. Nevýhody termoanemometrie	18
	2.3.	Nu	merická metoda řešení	19
		2.3.1	Vytváření sítě	19
		2.3.2	Bilanční rovnice v obecném tvaru	19
		2.3.3	Integrace metodou konečných objemů	20
		2.3.4	Výpočetní model	22
3.		POUŽ	ITÉ METODY MEŘENÍ	24
	3.1.	Exp	perimentální zařízení	25
	3.2.	Exp	perimentální metody	26
		3.2.1.	Tuhost soustavy (budícího členu)	26

	3.2.2. Vizualizace metodou cínových iontů	26
	3.2.3. Termoanemometrické experimenty	27
	3.2.3.1. Měření rychlosti proudění pomocí CTA	27
	3.2.3.2. Kalibrace sondy	28
	3.2.3.3. Parametry sondy	29
	3.2.3.4. Parametry CTA můstku	29
	3.2.3.5. Teplota vody	30
	3.2.3.6. Určení vlastní frekvence	30
	3.2.3.7. Měření rychlostních profilů v horizontální rovině	32
	3.2.3.8. Měření rychlosti po směru proudu	32
	3.2.3.9. Rozklad signálu – fázová střední hodnota	32
	3.2.4. Numerická metoda řešení	34
4.	VÝSLEDKY	36
4.1	. Tuhost soustavy	36
4.2	2. Vizualizace	36
4.3	. CTA	37
	4.3.1. Frekvence	37
	4.3.2. Časový průběh axiální rychlosti	39
	4.3.3. Rychlostní profily	40
	4.3.4. Výsledky numerické simulace	44
5.	PROUDĚNÍ SYNTHETIC JET VE VZDUCHU	50
5.1	. Vizualizace metodou Smoke Wire	50
5.2	2. Termoanemometrické experimenty	50
	5.2.1. Určení nominální frekvence	50
	5.2.2. Časový průběh axiální rychlosti	51
5.3	PIV (Particle Image Velocimetry)	52
6.	ZÁVĚR	54
	SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY	57
	SEZNAM PŘÍLOH	59

POUŽITÉ VELIČINY

A, B, C, D	[1]	konstanty
А	[m ²]	plocha, průřez
a _h	[1]	míra přehřátí
C_{v}	[1]	výtokový součinitel
D, d	[m]	průměr
$d_{\rm wire}$	[m]	průměr drátku sondy
Е	[V]	elektrické napětí
Е	[J]	celková energie
Ewire	[V]	elektrické napětí drátku
f	[Hz]	frekvence
Н	[m]	výška
Ι	[A]	elektrický proud
J	[kg.s ⁻¹]	hmotnostní průtok
k	[J.kg ⁻¹]	kinetická energie turbulentních fluktuací
k	$[N.m^{-1}]$	tuhost soustavy budícího členu
k _p	[N.m ⁻³]	tuhost budící soustavy
lwire	[m]	délka drátku sondy
L	[m]	délka otvoru
L ₀	[m]	ekvivalentní délka sloupce vytlačené tekutiny
Le	[m]	ekvivalentní délka
F	[N]	síla
m, n		exponenty
n	[1]	jednotkový vektor ve směru normály
Р	[Pa]	statický tlak
Р	[W]	elektrický výkon
R _a	$[\Omega]$	elektrický odpor drátku sondy při teplotě okolí
Rwire	$[\Omega]$	elektrický odpor drátku sondy
R ₀	$[\Omega]$	elektrický odpor při teplotě 0°C
S	[m]	tloušťka
S	$[m^{-1}]$	modul tenzoru střední rychlosti deformace
S _{u,CC}	$[Vm^{-1}s]$	rychlostní citlivost sondy v režimu CC
$S_{\theta,CC}$	$[VK^{-1}]$	teplotní citlivost sondy v režimu CC

$\mathbf{S}_{u,CT}$	$[Vm^{-1}s]$	rychlostní citlivost sondy v režimu CT	
$S_{\theta,CT}$	$[VK^{-1}]$	teplotní citlivost sondy v režimu CT	
Swire	[m ²]	průřez drátku	
t	[s]	čas	
Т	[s]	doba periody	
Т	[K]	teplota	
T _a	[K]	teplota okolní tekutiny	
Ti	[-]	intenzita turbulence	
Twire	[K]	teplota drátku sondy	
U, u, V	$[m.s^{-1}]$	rychlost	
U_0, u_0	$[m.s^{-1}]$	rychlost v otvoru trysky	
x, y, z		souřadný systém	
Z	[mm]	deformace membrány	
α	$[Wm^{-2}K^{-1}]$	součinitel přestupu tepla	
α	[°, rad]	úhel	
αζ	$[m^2s^{-1}]$	inverzní turbulentní Prandtlovo číslo [12]	
3	$[m^2s^{-3}]$	rychlost disipace	
ζ		obecná proměnná	
θ	[°, rad]	úhel	
μ	[Pa.s]	dynamická viskozita	
μ_{T}	[Pa.s]	turbulentní viskozita	
ν	$[m^2.s^{-1}]$	kinematická viskozita	
ρ	[kg.m ⁻³]	měrná hmotnost tekutiny, hustota	
τ	[s]	doba vytlačování tekutiny	
Φ		hustota toku fyzikální veličiny	
χwire	[Ω.m]	měrný odpor materiálu drátku	
ω	[rad.s ⁻¹]	úhlová rychlost	

POUŽITÉ INDEXY

k	kinetická
m	membrána
р	potenciální
mean	časově středovaný
rms	směrodatná odchylka

POUŽITÉ ZKRATKY

CC	konstantní proud (constant current)
СТ	konstantní teplota (constant temperature)
СТА	anemometrie za konstantní teploty (constant temperature anemometry)
HWA	hot wire anemometry
LDA	laserová dopplerovská anemometrie (laser Doppler anemometry)
PIV	Particle Image Velocimetry
Nu	Nusseltovo číslo
Pr	Prandtlovo číslo
Re	Reynoldsovo číslo
Sc	Schmidtovo číslo
Sh	Sherwoodovo číslo
St	Strouhalovo číslo
SyJ	Synthetic Jet

1. ÚVOD



Obr.1.1. Vizualizace SyJ metodou Smoke Wire převzato [15]

1.1. Synthetic Jet (SyJ)

Proudění typu Synthetic Jet je tvořeno pulzujícím pohybem tekutiny, která je vyfukována a vzápětí opět nasávána otvorem do dutiny akčního členu (trysky).

Na okraji akčního členu se tvoří vírové prstence (protiběžné vírové páry), které jsou od otvoru unášeny rychlostí U_{θ} . Tato rychlost musí být dostatečně velká k tomu, aby při nasávání byl vírový prstenec dostatečně vzdálen od otvoru a nebyl ovlivněn pohybem okolní tekutiny vtahované do dutiny. Vlivem disipativních procesů se vírové struktury rozpadají a ve větší vzdálenosti od akčního členu má proudění charakter podobný výtoku z trysky.

Hlavní výhodou Synthetic Jet je proudění bez přívodu tekutiny - tj. tryska Synthetic Jet má nulový hmotnostní tok, který eliminuje potřebu potrubí pro vedení

proudu tekutiny. Ačkoliv tryska pracuje s nulovým hmotnostním tokem, je výsledná hybnost ve směru osy z nenulová (viz obr.1.2.).

Představu skládání turbulentního smykového proudu kontrolovaným sloučením základních spojitých vírových struktur navrhl v 70. letech Coles [1]. Je známo, že pohyb proudu tekutiny může být vybuzen akustickým vlněním, popřípadě kmitáním hranice klidného média. Lighthill [2] pozoroval, že akustické vlnění vzniká z disipace akustické energie nebo utlumením přenášeného zvuku. K utlumení může dojít buď (Meissner [3]) při velmi vysokých frekvencích nebo díky viskóznímu tlumení v blízko pevných rozhraní (Andreas a Ingard [4]).







středovanou rychlostí skrz vstupní otvor s podmínkou, že amplituda kmitání je dostatečně

velká, aby způsobila oddělení proudu od otvoru a periodický pohyb vírů od trysky. Ingard a

Labate [5] použili stojaté vlny v akusticky řízené kruhové trubce k vyvolání kmitavého rychlostního pole v nejbližším okolí otvoru trysky a pozorovali utváření proudu ze sledu vírových prstenců po obou stranách otvoru.

Lebedeva [6] vytvořila kruhovou trysku pracující s rychlostmi proudění vyššími než 10 ms⁻¹ vysíláním zvukových vln s vysokou amplitudou (150dB) skrz otvor umístěný na konci trubky. Mednikov a Novitskij [7] vytvořili Synthetic Jet pro rychlosti vyšší než 17 ms⁻¹ tvořené při nízké frekvenci (10 \div 100 Hz) mechanickým pístem.

Vývoj zatopených Synthetic Jet tvořených ve vodě pouze oscilací membrány namontované na rovinné ploše v zařízení bez otvoru zkoumali James, Jacobs a Glezer [8]. U proudění, které je tvořeno bez přiváděné hmoty, se během kmitavého pohybu objevují malé shluky kavitačních bublinek blízko středu membrány. Autoři [8] se domnívají, že časově periodické utváření těchto bublinek přenáší vířivost za mezní vrstvu akčního členu a vede k tvorbě vírových výdechů, které se spojí v turbulentní proudění.

Trávníček a kol. [9] zkoumali na syntetizovaném proudění z kruhové trysky vliv na přenos tepla a hmoty. Jako budící člen byly použity membrány reproduktoru v utěsněné dutině, která měla po stranách dva otvory. Byly zkoumány tři druhy proudění – *kontinuální proudění* (CJ) s konstantním objemovým průtokem tekutiny přiváděné postranními otvory do dutiny, *proudění Synthetic Jet* (SJ) a *mixované proudění* (MJ, *mixed*



Obr. 1.3. Vizualizace pomocí šlírové metody [16]



Obr.1.4. Tryska konstruovaná Z.Trávníčkem



pro různý typ proudění [9]

Synthetic Jet), což je označení pro proudění typu Synthetic Jet, při kterém je dodáváno určité

množství tekutiny postanními otvory. Při experimentech dopadal proud vzduchu na stěnu s naftalenem, kde lokální přenos hmoty byl měřen použitím metody sublimace naftalenu. Zkoumání bylo založeno na analogii přenosu tepla a hmoty, kde data získané pro přenos hmoty byla transformována na přenos tepla pomocí vztahu: $\frac{Sh}{Re^m Sc^n} = \frac{Nu}{Re^m Pr^n}$, kde *Sh*, *Nu*,

Pr, *Sc* a *Re* je Sherwoodovo, Nusseltovo, Prandtlovo, Schmidtovo a Reynoldsovo číslo. Hodnoty exponentů *m*, *n* jsou v rozsahu $(0,5 \div 0,8)$, respektive $(0,33 \div 0,42)$. Bylo zjištěno, že nejvyšších hodnot součinitele přestupu tepla je dosaženo při použití mixovaného proudění.

1.2. Cíl a rozsah diplomové práce

Diplomová práce je zaměřena na studium vlastností proudění typu Synthetic Jet. Jejím hlavním cílem je návrh experimentálního zařízení, jeho realizace a následné provedení experimentů ve vodě. Navržený budící člen a experimentální zařízení má umožnit provedení řady experimentů, jejichž výsledky jsou součástí této práce, a zároveň má sloužit i pro další výzkum v oblasti konstrukce Synthetic Jet.

V práci jsou prezentovány výsledky vizualizace proudění metodou cínových iontů, určení nominální frekvence budícího členu a měření rychlostí metodou termoanemometrie. Součástí práce je rovněž numerická simulace sledovaného jevu.

Pro porovnání jsou zde prezentovány také výsledky měření prováděných ve vzduchu dvoudrátkovou sondou, které zachycují celé 2D nestacionární rychlostní pole, vizualizace proudového pole metodou Smoke Wire a výsledky PIV experimentů.

2. TEORETICKÁ ČÁST

2.1. Teorie Synthetic Jet

2.1.1. Použití Synthetic Jet

Toto proudění má velké množství aplikací, které mohou být rozděleny do dvou skupin:

- 1. Aplikace pro kontrolu primárního proudění umožňují
 - řízení proudění tekutiny
 - kontrolu turbulence
 - kontrolu přenosu tepla
 - proudění okolo těles
- Aplikace bez primárního proudění, které představují samostatné užití Synthetic Jet (nebo jeho formy), například v oblasti chlazení. Působením Synthetic Jet na teplosměnné povrchy je možné dosáhnout velmi intenzivního přestupu tepla.

2.1.2. Parametry Synthetic Jet

Synthetic Jet je možné charakterizovat různými parametry. Mezi základní patří:

- průměr výstupního tvoru z trysky d
- ekvivalentní délka sloupce vytlačené tekutiny L₀

$$L_0 = \int_0^{T/2} u_0(t) dt$$
 (2.1.1.)

kde u_0 je rychlost v otvoru trysky, $\frac{T}{2} = \tau$ je čas vytlačování a T je perioda pohybu budícího členu.

• časově středovaná rychlost v otvoru trysky v průběhu vytlačování tekutiny U_{θ}

$$U_0 = \frac{L_0}{T} = L_0 \cdot f \tag{2.1.2.}$$

kde $f = \frac{1}{T}$ je frekvence pohybu budícího členu.

• Reynoldsovo číslo $\operatorname{Re} = \frac{U_0 \cdot d}{v}$ (2.1.3.)

kde v je kinematická viskozita tekutiny.

• Strouhalovo číslo
$$St = \frac{1}{\pi} \frac{f \cdot d}{U_0} = \frac{1}{\pi} \frac{d}{L_0}$$
 (2.1.4.)

2.2. Termoanemometrie

2.2.1. Princip termoanemometrie

Hot Wire Anemometry (HWA) je metoda používaná pro měření rychlosti v tekutinách a je obzvláště vhodná pro měření turbulentních veličin a fluktuací rychlostí proudění.

Metoda je založena na konvektivním přenosu tepla ze zahřívaného tělesa - čidla (drátková nebo filmová sonda) umístěného do proudu okolní tekutiny, přičemž přestup tepla je podle vztahu (2.2.3.) závislý na rychlosti proudění a teplotě tekutiny. Použitím velmi tenkých drátkových čidel umístěných v tekutině a elektroniky se zpětnovazební smyčkou je umožněno měření fluktuací rychlostí s vysokou frekvencí [10].



Obr.2.1. Schéma měření v režimu CT

Základní částí měřícího obvodu je sonda, která je ve většině jednoduchých případů tvořena wolframovým drátkem upevněným ve vidlici držáku. Drátek je zahříván Jouleovým teplem při průchodu elektrického proudu. Teplo generované elektrickým proudem v drátku o délce *dx* můžeme definovat dle Joulova zákona jako [10]:

$$d\dot{Q}_J = \frac{I^2 \cdot \chi_{wire}}{S_{wire}} dx$$
(2.2.1.)

kde I je elektrický proud, χ_{wire} - měrný odpor materiálu drátku při teplotě drátku T_{wire} a S_{wire} je průřez drátku.

Ve stacionárním případě musí být celkové teplo $d\dot{Q}_J$ generované v drátku o délce dx rovné součtu tepla přeneseného konvekcí do okolí $d\dot{Q}_{konv}$, tepla přeneseného kondukcí do držáku $d\dot{Q}_{kond}$ a teplu vyzářeného do okolí $d\dot{Q}_{rad}$ [10]:

$$d\dot{Q}_J = d\dot{Q}_{konv} + d\dot{Q}_{kond} + d\dot{Q}_{rad}$$
(2.2.2.)

Teplo odvedené do okolí radiací je ve většině případů zanedbatelně malé a teplo odvedené z drátku do držáku můžeme uvažovat za nezávislé na parametrech proudícího média. Konvektivní přenos tepla do proudícího média můžeme formulovat pomocí Newtonova zákona:

$$d\dot{Q}_{konv} = \pi d_{wire} \alpha (T_{wire} - T_a) \cdot dx$$

$$\dot{Q}_{konv} = \pi d_{wire} l_{wire} \alpha (T_{wire} - T_a)$$
tj. (2.2.3.a, b)

 \dot{Q}_{konv} je přímo úměrné rychlosti proudění tekutiny (díky součiniteli přestupu tepla α) a rozdílu teplot sondy T_{wire} a tekutiny T_a . Na základě těchto poznatků lze použít HWA pro měření rychlosti i teploty.

Za předpokladu nekonečně dlouhého drátku, kde můžeme zanedbat přenos tepla do držáku, je teplotní rovnováha dána vztahem:

$$I^{2}R_{wire} = \pi d_{wire}l_{wire}\alpha (T_{wire} - T_{a})$$
(2.2.4.)

kde Rwire je odpor na zahřátém drátku při teplotě Twire

$$R_{wire} = \int_{l_{wire}} \frac{\chi_{wire}}{S_{wire}} dx$$
(2.2.5.)

Po dosazení do vztahu (2.2.5.) za odpor $R_{wire} = R_0 [1 + \alpha_0 (T_{wire} - T_0)]$ a za platnosti vztahu pro výpočet napětí $E_{wire} = I \cdot R_{wire}$ přejde vztah (2.2.4.) do tvaru:

$$\frac{E_{wire}^2}{R_{wire}} = \left(A + B \cdot U^n\right) \left(T_{wire} - T_a\right)$$
(2.2.6.)

kde *A*, *B*, *n* jsou funkcemi průměru drátku, materiálových vlastností drátku a okolní tekutiny, které získáme kalibrací.

Již bylo zmíněno, že HWA sondy jsou citlivé na rychlost okolní tekutiny a její teplotu. Rychlostní citlivost sondy $S_{u,CT}$ zapojené v režimu konstantní teploty CT (obr.2.1., 2.2.) lze vypočíst jako:

$$S_{u,CT} = \frac{\partial E_{wire}}{\partial U} = \frac{nBU^{n-1}}{2} \left[\frac{R_{wire} (T_{wire} - T_a)}{A + BU^n} \right]^{\frac{1}{2}}$$
(2.2.7.)

Teplotní citlivost $S_{\theta,CT}$:

$$S_{\theta,CT} = \frac{\partial E_{wire}}{\partial \theta} = -\frac{1}{2} \left[\frac{R_{wire} \left(A + BU^n \right)}{\left(T_{wire} - T_a \right)} \right]^{\frac{1}{2}}$$
(2.2.8.)

kde θ představuje malé fluktuace v teplotě okolí T_a .

Pro zapojení HWA v režimu konstantního proudu CC (obr.2.3.) lze odvodit vztahy pro rychlostní a teplotní citlivost sondy následovně:

$$S_{u,CC} = -\frac{nB\overline{U}^{n-1}I^3\overline{R}_{wire}^2}{\overline{R}_a \left(A + B\overline{U}^n\right)^2}$$
(2.2.9.)

$$S_{\theta,CC} = \frac{\alpha_0 I \overline{R}_{wire} R_0}{\overline{R}_a}$$
(2.2.10.)

kde veličiny $\overline{R}_{wire}, \overline{U}$ představují časově průměrované hodnoty.





Obr.2.2 Wheatstonův můstek pro anemometr pracující v režimu CT

Obr.2.3. Anemometr pracující v režimu CC

2.2.2. Režimy činnosti HWA

Měření pomocí HWA můžeme provádět ve dvou režimech:

- 1. režim s konstantním proudem *CC* (schéma zapojení viz obr.2.3.) proud procházející drátkem je udržován na konstantní hodnotě. Teplota drátku se mění s rychlostí a teplotou proudící tekutiny. Změna teploty drátku způsobuje změnu elektrického odporu drátku a změnu napětí E_{wire} v drátku. Změna napětí E_{wire} je zjišťována pomocí galvanometru ve Whetstoneově můstku. Režim CC je vhodný zejména pro měření teploty a teplotní fluktuace.
- 2. režim s konstantní teplotou *CT* (schéma zapojení viz obr.2.2.) teplota drátku je udržována na konstantní hodnotě. Ze změnou rychlosti proudící tekutiny dochází ke změně teploty drátku a tím ke změně rozdílu napětí $(E_2 - E_1)$, která je úměrná změně odporu drátku. Takto vzniklá porucha je vedena do zesilovače, kde dojde k úpravě napájecího proudu tak, aby byla teplota drátku udržována konstantní. CT režim je vhodný pro měření rychlosti.

2.2.3. Žhavené drátkové sondy

Tento typ sond se skládá z krátkého drátku malého průměru napnutého ve vidlici, která je obvykle vyrobena z antikorozní oceli nebo niklu. Pro většinu aplikací jsou drátky vyrobeny z wolframu, platiny nebo jejích slitin (Pt-Rh, Pt-Ir). Pro dosažení velmi malých průměrů u platinových drátků se na drátky nanáší povlak stříbra. Pro wolframové drátky není dostupný žádný povlakovací materiál. Pro drátek vyrobený z wolframu lze tažením získat průměr 10÷12 µm. Konečné zmenšení průměru drátku až na 2 µm lze dosáhnout leptáním v kyselině za přívodu elektrického proudu. Drátky se na vidlici připojují bodovým svařováním [10].

Drátkové sondy se obvykle používají pro měření prováděná ve vzduchu a v plynech.

2.2.4. Míra přehřátí sondy

Důležitý parametr pro sondu pracující v režimu CT je tzv. míra přehřátí a_h :

$$a_h = \frac{R_{wire}}{R_a} \tag{2.2.11.}$$

a je měřítkem pro nastavení teploty drátku. Ze vztahů (2.2.7.) a (2.2.8.) vychází, že rychlost nebo teplotní citlivost sondy je přímo závislá na volbě míry přehřátí. Proto je doporučeno pro měření rychlosti zvolit tento parametr co nejvyšší (maximální hodnoty jsou omezeny materiálovými vlastnostmi drátu, zvláště pak zvýšenou náchylností ke korozi za vyšších teplot). Při experimentech ve vodním prostředí je míra přehřátí omezena bodem varu vody, spíše však teplotou, při které na sondě vznikají bublinky plynu vytvořené buď kavitací, při vysokých rychlostech proudění, nebo varem, při vysokých přehřátích.

2.2.5. Filmové sondy

Filmové sondy (obr.2.4.) se skládají z tenkého (0,1µm) platinového nebo niklového filmu, který je nanesen na izolační podklad (obvykle křemíkový). Film je nanesen elektrolytickým pokovováním, což zajišťuje jeho rovnoměrnou tloušťku.



Obr.2.4. Filmová sonda

2.2.6. Použití filmových sond

<u>Proudění kapalin:</u> Filmové sondy se obvykle používají pro měření v kapalinách, což je umožněno jejich robustní konstrukcí. Ve vodivých kapalinách (jako je voda) musí být použity sondy s elektricky izolovaným filmem.

Použití filmových sond ve vodě je poměrně komplikované. K hlavním faktorům, které ovlivňují použití CTA sond ve vodě, patří především vliv znečištění sondy, tvorba bublinek plynu na sondě a vliv citlivosti kalibrace na malé změny teploty ve vodě způsobenou nízkou

mírou přehřátí
$$a_h = \frac{R_{wire}}{R_a}$$
 (1,05÷1,08).

<u>Měření v náročných podmínkách:</u> Robustní filmové sondy bývají především používány pro měření v náročných provozních podmínkách, kde vlivem nečistot dochází k častému porušení křehkých drátkových sond.

2.2.7. Směrové charakteristiky filmových sond

Užitím termoanemometrie pro měření rychlosti lze měřit jen absolutní hodnoty rychlosti proudu, tj. naměřené hodnoty budou vždy kladné. U proudění typu Synthetic Jet, kde se průběh rychlosti skládá z části nasávání a vytlačování tekutiny z trysky, musí být určeno, které rychlosti odpovídají nasávací nebo vytlačovací části, tj. kdy se tekutina pohybuje ve směru osy -z a +z.

Použité filmové sondy na rozdíl od drátkových neumožňují měření absolutní hodnoty rychlosti nasávaného proudu v obou směrech. Měření nasávaného proudu je značně ovlivněno konstrukcí sondy a masivního držáku. Toto ovlivnění je však pouze v blízkosti trysky, neboť ve větší vzdálenosti již dochází k proudění tekutiny pouze ve směru osy +z.

2.2.8. Kalibrace rychlosti

Pro obdržení kvalitních výsledků je nedílnou součástí měření přesná kalibrace sond. Kalibrace představuje určení konstant zavedených v kalibračních vztazích:

pro měření rychlosti E = f(U), pro měření teploty E = f(T).

Nejčastěji používané vztahy pro kalibraci jsou dle [10]:

- 1. Kingův zákon $E^2 = A + BU^n$ (2.2.12.)
- 2. Rozšířený Kingův zákon $E^2 = A + BU^{0.5} + CU$ (2.2.13.)
- 3. Proložení polynomické křivky $U = A + BE^2 + C(E^2)^2 + D(E^2)^3$ (2.2.14.)
- 4. Proložení kubické spline.

<u>Kingův zákon</u> – King navrhl n = 0,5, ale výsledky získané Collinsem a Williamsem prokázaly, že lepší proložení křivky je získáno při n = 0,45 a pro rozmezí 0,02 < Re < 44. Na základě pozdějších výzkumů je hodnota n pokládána za proměnný parametr. Optimální hodnota pro typické 5 µm wolframové sondy je $n = 0,4 \div 0,45$.

<u>Rozšířený Kingův zákon</u> – Van der Hegge Zijnen navrhl pro velký rozsah Reynoldsova čísla 0,01 < Re < 500.000 užít následující bezrozměrnou rovnici pro přenos tepla:

$$Nu = 0.35 + 0.5 \,\mathrm{Re}^{0.5} + 0.001 \,\mathrm{Re}$$
 (2.2.15.)

Podobný vztah později navrhli Richardson a Fand. Davies a Patrick ho ve tvaru $E^2 = A + BU^{0.5} + CU$ aplikovali pro žhavenou drátkovou sondu, kde *U* můžeme získat jednoduchým inverzním postupem.

Polynomické proložení křivky – George a kol. zavedli polynomickou rovnici ve tvaru:

$$U = A + BE + CE2 + DE3 + \dots$$
(2.2.16.)

Vyjádření rychlosti U v polynomickém tvaru z E má výhodu v tom, že požadovanou rychlost U můžeme vyjádřit přímo z rovnice (2.2.16.). Nicméně nalezené řešení polynomu se stává nestabilní nad čtvrtým řádem.

2.2.9. Měření ve vodě pomocí filmových sond

Pro měření proudění v kapalinách (vodě) se obvykle používají filmové sondy. Pro získání přesných výsledků je však nezbytné vzít v úvahu následující zdroje nepřesností:

<u>Utváření bublinek na sondě</u>: Dřívější pozorování filmové sondy odhalilo, že za určitých podmínek se na elementu sondy vytvářejí bubliny plynu, které zapříčiní významné rozdíly při měření. Bubliny se tvoří na zahřívané ploše sondy ponořené do vzduchem nasycené vody. Tento problém se hlavně vyskytuje v případě, že jsou bubliny určité velikosti unášené proudem vody. Ke zmenšení tohoto problému se doporučuje dlouhodobě ustátí vody před měřením. Utváření bublin lze také eliminovat omezením rozdílu teplot $T_{wire} - T_a$ a rozdíl teplot mezi filmem a vodou by měl být přibližně 20°C. Tomu odpovídající míra přehřátí $a_h = \frac{R_{wire}}{R_a} = 1,05 \div 1,1$ a její hodnota závisí na materiálu filmu, který je použit (platina nebo

nikl).

<u>Kavitace</u>: Při vysokých rychlostech může dojít na sondě k tvorbě kavitace. Jones a Zuber [10] zpozorovali kavitaci na sondě o průměru 25 μ m při rychlostech vyšších než 9 ms⁻¹. Pro průměr sondy 50 μ m byla kavitace pozorována v rozsahu rychlostí 4,5 ÷ 6 ms⁻¹.

<u>Frekvenční odezva:</u> Ve vodě a kapalinách je obecně daleko vyšší hodnota součinitele přestupu tepla než ve vzduchu. Konvektivní přenos tepla je proto značně velký ve srovnání s přenosem tepla mezi elementem filmu a izolačním podkladem.

2.2.10. Kalibrace ve vodě

<u>Kalibrace pohybující se sondy:</u> Filmová sonda je citlivá na relativní rychlost mezi senzorem a tekutinou. Běžně se používá kalibrační vybavení s nepohyblivou vodou a pohybující se sondou. Nejčastěji používané testovací zařízení je tažná nádrž (towing tank), ve které je sondou pohybováno stálou rychlostí v dlouhé vodní nádrži.

<u>Metoda rychlostního profilu:</u> Kalibrace se provádí v trubici nebo na výtoku z trysky, u níž je známý profil rychlosti *U(r)*.

<u>Volné proudění z trysky:</u> Kalibrační experiment je založen na volném proudění pocházející z ostrohranného otvoru v prostorné nádrži. Rychlost proudu U se vypočte z výšky H vody v nádrži nad otvorem ze vztahu:

$$U = C_{\nu} (2gH)^{\frac{1}{2}}$$
(2.2.17.)

kde C_{ν} je výtokový součinitel. Tato metoda dává správné výsledky pro $U > 1 ms^{-1}$.

2.2.11. Použití 2D sond

X-sonda se používá pro měření dvou složek rychlosti proudění. Nevýhodou je problém určení směru proudění, pokud se směr mění v úhlu větším než 45°. K odstranění tohoto nedostatku je nutné použití speciálních sond nebo zvláštní měřící techniky.

2.2.11.1. Kalibrace 2D sond

Největší výhodou X-sondy je měření dvou složek rychlosti. Vektor rychlosti proudění \vec{V} lze rozložit na složky V a U. Rovnice pro napětí na prvním a druhém drátku lze zapsat jako:

$$E_1 = F_1(U, V)$$

$$E_2 = F_2(U, V)$$
(2.2.18.a, b)

Kalibrace a signálová analýza může být vyjádřena jako funkce velikosti vektoru rychlosti \widetilde{V} a úhlu θ vektoru rychlosti \vec{V} :

$$E_1 = F_3(\widetilde{V}, \theta)$$

$$E_2 = F_4(\widetilde{V}, -\theta)$$
(2.2.19.a, b)



Obr.2.5. Složky rychlosti X-sondy, n_1 , n_2 jsou normály k drátkům 1, 2 v rovině x-y [10].

kde θ je úhel vektoru rychlosti proudění od osy x. Odchylky úhlů α_1 a $-\alpha_2$ pro dvojici drátů jsou pro drát 1 ve vztahu:

 $\alpha_1 = \overline{\alpha}_1 + \theta$ (2.2.20.a)a pro drát 2: $-\alpha_2 = -\overline{\alpha}_2 + \theta$ (2.2.20b)Hodnoty U a V vypočteme jako: $U = \widetilde{V}\cos\theta$ $V = \widetilde{V}\sin\theta$

Pro vyhodnocení experimentů je nezbytné určit, na základě kalibrace, vztahy



Obr.2.6. Závislost úhlu proudu na kalibračních parametrech [10], $A(\theta), B^*(\theta)$ a *n* jsou vyjádřené v rovnici (2.2.22.a, b)

mezi (E_1, E_2) a (\tilde{V}, θ) , nebo (U, V). V odborné literatuře (viz. [10]) lze nalézt několik postupů. Jako příklad je možné uvést metodu kalibrační mapy (X-probe calibration map) navrženou Bruunem. Tato metoda byla použita i pro vyhodnocení zde prezentovaných experimentů (viz kapitola 5.).

(2.2.21.a, b).

Kalibrační mapa X-sondy (obr.2.7.): Pro použití X-sondy musí existovat jednoznačná závislost mezi (E_1, E_2) a (\widetilde{V}, θ) (nebo (U, V)) přes celý rozsah zkoumaných rychlostí a úhlů. Pokud má X-sonda nízké hodnoty úhlů proudění $\overline{\alpha}_1, -\overline{\alpha}_2$, potom použitelný úhlů rozsah proudění bude

 $-90^{\circ} + \overline{\alpha}_2 \le \theta \le 90^{\circ} - \overline{\alpha}_1$. Pro celkovou rychlost a rozsah úhlu proudění může být vyjádřen kalibrační vztah pomocí mocninného zákona jako:

$$E_{1}^{2} = A_{1}(\theta) + B_{1}^{*}(\theta) \widetilde{V}^{n1(\theta)}$$

$$E_{2}^{2} = A_{2}(-\theta) + B_{2}^{*}(-\theta) \widetilde{V}^{n2(-\theta)}$$
(2.2.22.a,b).

Závislosti kalibračních parametrů $A(\theta)$, $B^*(\theta)$ a $n(\theta)$ v provedených experimentech jsou ukázány na obr.2.6.

Na základě kalibrace je rovněž možné sestavit názornou kalibrační mapu (E_1 , E_2) (obr.2.7.) tak, jak byla prezentována Abdel-Rahman [10] pro X-sondu 55P51.

2.2.12. Výhody termoanemometrie oproti jiným měřícím technikám jsou

- snadnost použití
- cena HWA je relativně nízká ve srovnání s konkurenční metodou LDA (Laser Doppler Anemometry)
- velký rozsah měřených rychlostí a frekvencí
- velikost sondy žhavená sonda má průměr přibližně 5µm a délku 1,25 mm
- měření rychlosti pomocí žhavené sondy s jedním nebo více senzory je komerčně dostupné
- umožňuje měření jedné, dvou nebo tří složek vektoru rychlosti v určených bodech proudového pole
- měření teploty souběžné měření fluktuační rychlosti a teplotního pole může být dosaženo použitím multisenzorové sondy, která obvykle
 obsahuje jeden senzor pracující v "cold-wire" módu



55P51 (Abdel-Rahman)

 filmová sonda může být použita pro měření proudění v prostředí obsahující dvě fáze (např. kapalina-plyn)

- přesnost HWA i LDA mohou dát v pečlivě připravených experimentech podobné, velmi přesné výsledky (chyba měření 0,1 ÷ 0,2 %)
- analogové výstupní napětí (tzn. žádná informace není ztracena)
- nízký poměr signálu a šumu

2.2.13. Nevýhody termoanemometrie

- měření je ovlivněno přítomností sondy v proudovém poli (kontaktní metoda)
- je vždy je nutná přesná kalibrace
- obtíže při určení směru proudění

2.3. Numerická metoda řešení

Cílem numerických metod pro řešení parciálních diferenciálních rovnic je hledat diskrétní řešení definované v dostatečně malých podoblastech základní oblasti pomocí soustavy tzv. algebraických rovnic. Základní vlastnosti numerických metod jsou:

- míra přesnosti diskretizační chyby a residuálu (míra konvergence)
- míra stability

Výpočty jsou provedeny v programu Fluent 6.1.12., který je založen na principu metody konečných objemů.

Metoda konečných objemů spočívá ve třech základních bodech:

- 1. rozdělení výpočtové oblasti na diskrétní (kontrolní) objemy (tvorba sítě)
- 2. bilancování neznámých veličin v individuálních konečných objemech
- 3. numerické řešení diskretizovaných rovnic

2.3.1. Vytváření sítě

Numerická simulace proudění vyžaduje na počátku popis geometrie a vytvoření diskrétních nepřekrývajících se elementů – konečných objemů. V našem případě byl pro přípravu výpočetní sítě použit software GAMBIT 2.1.6.

2.3.2. Bilanční rovnice v obecném tvaru

Pro jakýkoliv kontrolní objem můžeme sestavit univerzální bilanci obecné fyzikální veličiny podle principu, který lze zapsat takto [11]:

$$\begin{bmatrix} Rychlost \\ akumulace \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Rychlost \\ p\check{r}ivodu \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} Rychlost \\ odvodu \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} Rychlost \\ vzniku \end{bmatrix}$$
(2.3.1.)

Rychlost akumulace neboli časová změna obsahu veličiny v objemu V je dána derivací podle času

$$\frac{d}{dt} \int_{V} \zeta dV = \int_{V} \frac{\partial \zeta}{\partial t} dV$$
(2.3.2.)

Výsledná rychlost konvektivního přenosu, tj. rozdíl mezi konvektivním přívodem a odvodem, bude dána povrchovým integrálem:

$$\int_{A} \vec{n} \cdot \vec{u} \zeta dA \qquad (2.2.3.)$$

Do mechanizmů jiných než konvektivních, kterými může kterákoliv z veličin proniknout povrchem A, lze zahrnout do obecného pojmu hustoty toku fyzikální veličiny $\boldsymbol{\Phi}$. Hustotou toku $\boldsymbol{\Phi}$ se celým povrchem za jednotku času odvede z kontrolního objemu množství:

$$\int_{A} \vec{n} \cdot \Phi dA \tag{2.3.4.}$$

Rychlost vzniku, tj. množství veličiny generované v objemu V za jednotku času dt můžeme zapsat jako:

$$\int_{V} \dot{\zeta}^{(g)} dV \tag{2.3.5.}$$

Dosadíme-li za jednotlivé položky do schématu bilanční rovnice (2.3.1.), dostaneme pro obecnou veličinu ζ :

$$\frac{d}{dt} \int_{V} \zeta dV = - \int_{\underline{A}} \vec{n} \cdot \vec{u} \zeta dA - \int_{\underline{A}} \vec{n} \cdot \Phi dA + \int_{\underline{V}} \dot{\zeta}^{(g)} dV \qquad (2.3.6.)$$
Rychlost akumulace Rychlost konvektivního přívodu povrchem S Přívodu povrchem S Rychlost vzniku v objemu V

Pomocí Gaussovy věty

$$\int_{V} div\vec{u}dV = \int_{A} \vec{n} \cdot \vec{u}dA \qquad (2.3.7.)$$

lze rovnici (2.3.6.) zapsat jako:

$$\int_{V} \frac{\partial \zeta}{\partial t} dV = -\int_{V} div (\vec{u}\zeta) dV - \int_{V} div \Phi dV + \int_{V} \dot{\zeta}^{(g)} dV \qquad (2.3.8.)$$

2.3.3. Integrace metodou konečných objemů

Integrace diferenciálních rovnic lze jednoduše vysvětlit při užití kartézských souřadnic a pro zjednodušení na rovnicích o jedné prostorové nezávisle proměnné, které si lze představit jako proudění v trojrozměrném prostoru, kde všechny derivace proměnných ve směru y a z jsou nulové [12]. Proudění považujeme za stacionární, tj. nezávislé na čase.

Rovnice kontinuity $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla (\rho \vec{u}) = 0$ je pak definována takto:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) = 0 \tag{2.3.9.}$$

rovnice zachování hybnosti:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u u) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right] + S \qquad (2.3.10.)$$

a rovnice pro přenos obecné skalární veličiny pak ve tvaru:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u\zeta) = \frac{\partial}{\partial x} \left[\alpha_{\zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right] + S_{\zeta}$$
(2.3.11.)



Integrací těchto rovnic přes konečné objemy se převedou výchozí diferenciální rovnice na objemový integrál ($dV = dx \cdot dy \cdot dz$, $dA = dy \cdot dz$), užitím divergenčního teorému (Gaussova věta) na plošný integrál (kde velká písmena označují středy konečných objemů a malá písmena pak hranice – stěny mezi

Obr.2.8. Souřadnicové schéma

konečnými objemy, viz obr.2.8.) a diskretizací na výsledný algebraický tvar následujícím způsobem:

$$\int_{V} \frac{\partial}{\partial x} (\rho u) dV = \int_{V} \frac{\partial}{\partial x} (\rho u) dx dy dz = \int_{A} (\rho u) dA = (\rho u A)_{e} - (\rho u A)_{w}$$
(2.3.12.)

Integrace rovnice kontinuity vede na tvar:

$$(\rho uA)_e - (\rho uA)_w = 0, tj.$$

 $J_e - J_w = 0$ (2.3.13.a, b)

kde J značí hmotnostní průtok.

Integrací rovnice zachování hybnosti získáme:

$$\left(\rho u^{2} A\right)_{e} - \left(\rho u^{2} A\right)_{w} = -\left(p_{e} - p_{w}\right)A + \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} A\right)_{e} - \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} A\right)_{w} + S\Delta V \qquad (2.3.14.a)$$

Nahradíme-li derivace diferencemi 1.řádu, a použijeme-li indexování podle obr.2.8., je možné rovnici (2.3.14.a) přepsat do tvaru:

$$\left(\rho u^2 A\right)_e - \left(\rho u^2 A\right)_w = -\left(p_e - p_w\right)A + \left(\mu_e \frac{u_E - u_P}{\Delta x_e}\right)A - \left(\mu_w \frac{u_P - u_W}{\Delta x_w}\right)A + S\Delta V \quad (2.3.14.b)$$

V této rovnici za rychlost považujeme hodnotu ve středech konečných objemů. Po zavedení hmotnostního průtoku lze rovnici (2.3.14.b) psát jako:

$$J_e u_e - J_w u_w = -(p_e - p_w)A + \left(\mu_e \frac{u_E - u_P}{\Delta x_e}\right)A - \left(\mu_w \frac{u_P - u_W}{\Delta x_w}\right)A + S\Delta V \quad (2.3.14.c)$$

Rovnici pro skalární veličinu upravíme shodným způsobem na tvar:

$$J_e \zeta_e - J_w \zeta_w = \left(\alpha_e \frac{\zeta_E - \zeta_P}{\Delta x_e} - \alpha_w \frac{\zeta_P - \zeta_W}{\Delta x_w}\right) A + S_{\zeta} \Delta V \qquad (2.3.15.)$$

V předchozích rovnicích jsou používané veličiny definované jak ve středech konečných objemů, tak na stěnách těchto objemů. Při výpočtu jsou ukládány veličiny pouze ve středech konečných objemů. Hodnoty na stěnách mohou být následně vypočteny jako aritmetický průměr a pro ζ_e , ζ_w pak platí: $\zeta_e = \frac{\zeta_E + \zeta_P}{2}$, $\zeta_w = \frac{\zeta_P + \zeta_W}{2}$.

Program Fluent nabízí dvě možnosti řešení:



Obr.2.9. Blokové schéma odděleného řešiče

 segregated solver – oddělený řešič, kde rovnice kontinuity, hybnosti a energie jsou řešeny postupně

 coupled solver – sdružený řešič, kde rovnice jsou řešeny souběžně, na jejich řešení je však použita delší doba než v předchozím případě

Rovnice řešené ve Fluentu jsou rozšířením rovnic (2.3.9.÷2.3.15.) na třídimenzionální křivočarý souřadný systém. Každá

iterace se skládá z kroků, které jsou zobrazeny na obr.2.9., který popisuje princip použitého odděleného řešiče.

2.3.4. Výpočetní model

Pro výpočet je proudění uvažováno jako proudění nestlačitelné kapaliny a je osově symetrické. Médiem byla voda o měrné hmotnosti $\rho = 998, 2kg.m^{-3}$ a dynamické viskozitě $\mu = 0,001003Pa.s$.

Pro výpočet je použit vybraný model turbulence, který je součástí programu Fluent. Na základě výsledků publikovaných v [15] byl vybrán *k-ɛ model*. Pro porovnání byly také použity jiné modely turbulence.

Jedná se o dvourovnicový model turbulentního proudění. První rovnice představuje výpočet turbulentní kinetické energie k, druhá rychlost disipace ε .

Bilanční rovnici pro turbulentní kinetickou energii můžeme vyjádřit ve tvaru:

$$\underbrace{\rho \cdot u_{i} \frac{dk}{dx_{i}}}_{\substack{konvektivni \\ clen}} = \underbrace{\mu_{T} \left(\frac{\partial u_{j}}{\partial x_{i}} + \frac{\partial u_{i}}{\partial x_{j}} \right) \frac{\partial u_{j}}{\partial x_{i}}}_{\substack{turbulentni \\ generace/produkce}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_{i}} \left(\frac{\mu_{T}}{\sigma_{k}} \frac{\partial k}{\partial x_{i}} \right)}_{\substack{turbulentni \\ destrukce}} - \underbrace{\frac{\rho \mathcal{E}}_{turbulentni}}_{\substack{turbulentni \\ destrukce}}$$
(2.3.16.)

a bilanční rovnici pro rychlost disipace pak jako:

$$\underbrace{\rho \cdot u_i \frac{d\varepsilon}{dx_i}}_{\substack{konvektivni\\ clen}} = \underbrace{C_{1\varepsilon}\left(\frac{\varepsilon}{k}\right) \mu_T\left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right) \frac{\partial u_j}{\partial x_i}}_{\substack{turbulentni\\ generace/produkce}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{\mu_T}{\sigma_{\varepsilon}}\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i}\right)}_{\substack{turbulentni\\ diffuze}} - \underbrace{C_{2\varepsilon}\rho\left(\frac{\varepsilon^2}{k}\right)}_{\substack{turbulentni\\ destrukce}}$$
(2.3.17.)

kde μ_T představuje turbulentní viskozitu a lze ji vyjádřit ve tvaru $\mu_T = \rho C_{\mu} \frac{k^2}{\varepsilon}$, a kde σ_k , σ_{ε} , $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$ a C_{μ} jsou konstanty získané na základě experimentů. Při výpočtech je použito

přednastavených hodnot těchto konstant.

3. POUŽITÉ METODY ŘEŠENÍ

Použité experimentální zařízení je na obr.3.1. a je tvořeno:

- akváriem o rozměrech 1000x1000x1000mm
- budícím členem, kterým je reproduktor ARN-226-03/4 4Ω spojený táhlem s membránou trysky
- zesilovačem
- generátorem signálu HUNG-CHANG 8204A
- filmovou sondou Dantec 55R36
- anemometrem Dantec 90C10
- sběrnicí NI-CA1000
- A/D převodníkem NI PCI-MIO-16E-1
- počítačem
- analogovým ampérmetrem typu ц4313
- osciloskopem Tektronix TDS 1012
- držákem sondy a traverzačním zařízením
- zemnící smyčkou
- propojovacími kabely



Obr.3.1. Experimentální zařízení

Pro vizualizaci proudění metodou cínových iontů bylo dále použito zařízení uvedené na obr.3.7. a skládající se z:

- laseru ND:YV04, 532nm, 100mW a zdroje CASIX LDC-1500
- válcové optiky o průměru 3mm
- akvária o rozměrech 730x280x375mm
- fotoaparátu Olympus E20P
- zdroje stejnosměrného proudu SEFRAM 46136 (36V, 10A)
- cínového drátu o průměru 0.5mm (anody)
- měděné desky (katody)

Pro měření tuhosti membrány (viz. obr.3.2.), pak:

- sada závaží
- indikátorové hodinky

3.1. Experimentální zařízení

Na začátku práce bylo navržení a vytvoření budícího členu. Budící člen je soustava, která se skládá z reproduktoru a samotné trysky. Tryska je vyrobena z dvou



Obr.3.2. Měření tuhosti membrány

hliníkových dílů o vnitřním průměru D = 30mm a tloušťce stěny s = 2.5mm. Oba díly jsou opatřeny přírubou. Mezi příruby je vložena latexová membrána o tloušťce 0.5mm. Tato membrána je spojena s membránou reproduktoru pomocí duralového táhla o průměru d = 3mm. V trubce jsou nad membránou vyvrtány čtyři otvory o průměru 8mm, které umožňují protékání vody a tak částečné vyrovnávání rozdílu hydrostatických tlaků na membráně. Pro měření proudění ve vodě je otvor trysky orientován směrem dolů ke dnu nádrže.



Obr.3.3. Rozložená tryska

Obr.3.4. Sestava trysky

Obr.3.5. Budící člen

Celá soustava je spojena s hliníkovými profily, na které je připojeno traverzovací zařízení. Celá konstrukce je upevněna na horní hranu akvária.

Proud tekutiny je tedy buzen pohybem membrány v trysce, která je spojena s membránou reproduktoru.

Reproduktor je napájen sinusovým signálem buzeným generátorem signálu typu HUNG-CHANG 8204A a zesíleným zesilovačem (vyvinutým na katedře).

Všechny experimenty jsou prováděny při konstantním elektrickém výkonu P=2,480W, který je stanoven z naměřeného elektrického proudu a napětí. Protože standardní multimetry dokáží měřit signál jen o frekvencích vyšších než 40Hz vyžádali si experimenty použití speciálních přístrojů pro měření proudu a napětí. Proud je měřen pomocí ampérmetru typu μ 4313, napětí a frekvence pomocí osciloskopu Tektronix TDS 1012.

Pro měření je použito traverzovací zařízení, které umožňuje posuv ve všech třech osách souřadného systému, s přesností posuvu 0.05mm.

3.2. Experimentální metody

3.2.1. Tuhost soustavy (budícího členu)

Pro výpočet vlastní frekvence soustavy budícího členu bylo nutné zjistit její tuhost. Tato byla určena postupným zatěžováním a odečítáním výchylky membrány reproduktoru, na níž je připevněn budící člen.

Za předpokladu lineární charakteristiky pružiny (membrány) je možné tuhost vypočítat ze vztahu:

$$F = k \cdot z$$

$$k = \frac{F}{z}$$
(3.2.1 a, b)

kde k je tuhost, F představuje zatěžovací sílu a z je deformace membrány. Naměřené a spočtené hodnoty tuhosti jsou uvedeny v kapitole 4.1.

3.2.2. Vizualizace proudění metodou cínových iontů

Prvním krokem pro získání představy o proudovém poli bylo provedení vizualizace proudění. Vizualizace umožňuje určit nejen základní charakter a představu o struktuře proudění, ale pomůže i při přípravě následných časově náročnějších experimentů (CTA).

Vizualizace proudění byla prováděna pomocí metody cínových iontů. Tato metoda je založena na přenosu iontů cínu z anody na katodu v elektrolytickém roztoku. Jako anoda je

použit tenký cínový drátek o průměru d = 0.5mm. Jako katoda pak měděný plech o rozměrech 300×100 mm o tloušť ce 1mm.



Obr.3.7. Sestava pro vizualizaci

Tryska je umístěna do elektrolytického roztoku (směs vody a kuchyňské soli). Cínový drátek je upevněn napříč proudem pod otvorem trysky. Po zapojení na zdroj stejnosměrného napětí dochází k uvolňování iontů cínu z anody. Tyto částice, které jsou pozorovatelné ve formě bílého "kouře", umožňují vykreslit směr proudění v roztoku.

Pro nasvícení je použit kontinuální laser *ND:YV04*. Válcovou optikou je z paprsku laserového světla vytvořen laserový řez, ve kterém je pozorován pohyb iontů.

Měření je provedeno při frekvenci f = 10Hz (při této frekvenci bylo formování vírových struktur nejlépe patrné). K elektrolýze bylo použito napětí E = 30,3V a proud I=1,71A. Výkon laseru byl 100mW. Výsledky vizualizace jsou uvedeny v kapitole 4.2.

3.2.3. Termoanemometrické experimenty

3.2.3.1. Měření rychlosti proudění pomocí CTA

Rychlost proudění byla měřena metodou termoanemometrie v režimu konstantní teploty (CT), kdy je teplota drátku udržována na konstantní teplotě pomocí změny proudu, respektive odporu. Tento režim je vhodný především pro měření rychlostí a jejich fluktuací.

K měření je použit anemometr *DANTEC 90C10* a filmová sonda *Dantec 55R36*. Naměřená data jsou zpracována pomocí softwaru *StreamWare 3.01*, který umožňuje nadefinování experimentu (např. vzorkovací frekvence a počet vzorků). Kvůli rozsahu měřených rychlostí ve vodě bylo nutné změnit nastavení odporu Wheatstonova můstku CTA anemometru z 20 Ω na 10 Ω . Výsledky termoanemometrických experimentů jsou uvedeny v kapitole 4.3.



3.2.3.2. Kalibrace sondy

Před samotným měřením a následně i po jeho skončení je důležité provést precizní kalibraci sondy. Kalibraci je provedena pomocí kalibračního zařízení, jehož schéma je na obr.3.9. a vlastní zařízení na obr.3.11. Kalibrační zařízení se skládá z nádoby trychtýřovitého tvaru a rotametru, udržujícího konstantní průtok vody nádobou. Kalibrace sondy je prováděna v největším možném rozsahu rychlostí <0.8; 2>m/s a to změnou průtoku vody kalibračním zařízením. Pro kalibraci při nižších rychlostech by bylo nutné sestrojit speciální zařízení, například tažnou nádrž. Pro vyhodnocení kalibrace se vychází z tzv. Kingova zákona (viz kapitola 2.2.8) a naměřenými hodnotami je proložena křivka ve tvaru:

$$E^2 = A + BU^n$$

Hodnota exponentu *n* byla na podle [10] volena n=0,41. Na základě lineární regrese je možné vypočítat kalibrační konstanty *A* a *B* a byly stanoveny o velikosti A=37,661; B=-0,0401. Průběh kalibrační křivky je znázorněn na obr.3.10.







Obr.3.10. Naměřená kalibrační křivka

Obr.3.11. Kalibrační zařízení

3.2.3.3.	Para	metry sondy
Typ 55R36	_	filmová sonda
Materiál filmu	_	nikl
Plášť sondy	_	křemík
Tloušťka pláště	_	2 µm
Délka senzoru	_	1 mm
Šířka senzoru	_	200 µm
Odpor sondy při 18°C	2 –	11,567 Ω
Odpor vedení	_	0,2 Ω
Délka kabelu	_	4 m

3.2.3.4.	Parametry CTA můstku		
Poměr můstku	_	1:20 (10 Ω)	
Přehřátí	_	0,12	
Low pass-filter	_	1 kHz	
Gain	_	8	
Signal gain	_	1	
3.2.3.5. Teplota vody

Teplota vody byla měřena v průběhu experimentů rtuťovým teploměrem a měnila se v rozsahu 18-19°C. Vliv změny teploty na prováděné experimenty byl proto považován za zanedbatelně malý.

3.2.3.6. Určení vlastní frekvence

Proudění SyJ je vytvářeno nasáváním a vyfukováním tekutiny z trysky [14]. Dochází zde k přeměně energie – potenciální energie membrány E_p se mění na kinetickou energii tekutiny ve výstupním otvoru trysky E_k (kinetická energie tekutiny v relativně velké dutině je zanedbatelná oproti kinetické energii v otvoru trysky). Celková energie tekutiny v budícím členu E je tedy dána součtem:

$$E = E_k + E_p \tag{3.2.2}$$

Předpokládáme, že membrána kmitá harmonicky:

$$z = z_{\max} \sin(\omega t) \tag{3.2.3.}$$

kde z_{max} je maximální výchylka membrány od nulové polohy a $\omega = 2\pi f$. Protože rychlost pohybu membrány je:

$$\frac{dz}{dt} = \omega \cdot z_{\max} \cos(\omega t)$$
(3.2.4.)

při respektování rovnice kontinuity můžeme rychlost U v otvoru trysky o průřezu A vypočítat jako:

$$U = \frac{1}{3} \frac{A_m}{A} \omega \cdot z_{\max} \cdot \cos(\omega t) . \qquad (3.2.5.)$$

konstanta 1/3 vyplývá z tvaru deformované membrány, který se blíží jehlanu. Tvar deformované membrány (viz. obr. 3.12.) byl ověřen numerickou simulací v programu MSC.Marc. Objem jehlanu představuje třetinu objemu jemu opsaného válce. A_m je plocha membrány o průměru D, tj. $A_m = \frac{\pi D^2}{4}$, a A je průřez otvoru $A = \frac{\pi d^2}{4}$.

Předpokládejme, že kinetickou energii tekutiny můžeme vyjádřit jako:

$$E_{k} = \frac{\rho L_{e} A U^{2}}{2}$$
(3.2.6.)

kde ρ je hustota tekutiny. L_e je "ekvivalentní délka" v otvoru a můžeme ji zapsat jako:

$$L_e = L + \frac{8d}{3\pi} \tag{3.2.7.}$$

kde *L* je délka otvoru a *d* průměr otvoru.



Obr.3.12. Deformace membrány v závislosti na čase-FEM

Z rovnic (3.2.5.) a (3.2.6) získáme vztah pro kinetickou energii ve tvaru:

$$E_{k} = \frac{\rho L_{e} A \left[\frac{1}{3} \frac{A_{m}}{A} \omega z_{\max} \cos(\omega t) \right]^{2}}{2}$$
(3.2.8.)

Potenciální energii membrány můžeme vyjádřit jako:

$$E_p = \frac{1}{2}k_p \cdot A_m \cdot z^2 \tag{3.2.9.}$$

kde k_p je tuhost budící soustavy (membrána reproduktoru + membrána v trysce). k_p je definována jako:

$$k_p = \frac{P}{z} \tag{3.2.10.}$$

kde *P* je statický tlak. Z naměřené statické tuhosti k je možné kp vypočítat jako:

$$k_p = \frac{k}{A_m} \tag{3.2.11.}$$

Určení rezonanční frekvence z maxima kinetické a potenciální energie

V maximálním vychýlení membrány je kinetická energie tekutiny nulová, potenciální maximální. V neutrální (nulové) poloze membrány je maximální energie kinetická, potenciální je naopak nulová. Lze psát:

$$E = E_{k \max} = E_{p \max} \tag{3.2.12.}$$

Maximum kinetické a potenciální energie určíme z rovnic (3.2.8.) a (3.2.9.):

$$E_{k} = \frac{\rho L_{e} A \left[\frac{1}{3} \frac{A_{m}}{A} \omega z_{\max} \right]^{2}}{2}$$
(3.2.13.a, b)
$$E_{p} = \frac{1}{2} k_{p} A_{m} z_{\max}^{2}$$

Pokud $\omega = 2\pi f$, pak **f** můžeme vyjádřit z rovnic (3.2.13.a, b) jako:

$$f = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \frac{d}{D} \sqrt{\frac{k_p}{\rho L_e}}$$
(3.2.14.)

Po dosazení $k_p=2901628 \text{ N/m}^3$ (viz. měření tuhosti membrány kap.4.1.), $L_e = 6,74mm$, $A/A_m=(5/30)^2$, $\rho=1000 \text{ kg/m}^3$ je možné vypočítat vlastní frekvenci budícího členu jako f = 30.1 Hz.

3.2.3.7. Měření rychlostních profilů v horizontální rovině

Pro měření rychlostních profilů v osách *x*, *y* (tj. v horizontální rovině) je nastavena vzorkovací frekvence 20 *KHz* a počet vzorků 65 536. Z toho je možné vypočíst celkovou dobu experimentu jako: $t_{exp} = 65 536/20 000 = 3.2768 \text{ s}$. Při nominální frekvenci SyJ *f=36Hz* poté dostáváme záznam cca 117 *cyklů*. Tento počet cyklů je dostatečný pro následné statistické zpracování.

3.2.3.8. Měření rychlosti po směru proudu

Pro měření v ose z, čili po směru proudu, byla užita vzorkovací frekvence opět 20KHz a počet vzorků byl 131 072 (131 072/20 000 = 6.5536 s). Zde je tedy následně, opět při nominální frekvenci 36Hz zpracováno cca 235 cyklů SyJ.

3.2.3.9. Rozklad signálu – fázová střední hodnota

Při měření jsou zaznamenávány dva signály. Kromě signálu z CTA bylo nutné ještě zaznamenat signál TTL, jehož frekvence odpovídá budící frekvenci napětí na reproduktoru. TTL signál se mění skokově mezi maximální (4.5V) a minimální (0.1V) hodnotou. TTL signál je použit pro separaci jednotlivých period signálu z CTA měření.

Zaznamenaný, časově proměnný signál E(t) je tvořen součtem časově středované složky \overline{E} , periodicky se opakující složky rychlosti e(t) a fluktuační složky e'(t), tedy platí:

$$E(t) = \overline{E} + e(t) + e'(t)$$
 (3.2.15.)



Pro správné vyhodnocení je důležité provést rozklad zaznamenané rychlosti na jednotlivé složky (viz obr.3.13.). V první fázi je signál rozdělen na úseky, které odpovídají jedné periodě (obr.3.14.). Dělení na jednotlivé úseky je provedeno pomocí zaznamenaného signálu TTL. V následující fázi je v každém čase jedné periody vypočtena velikost složky $\overline{U}(t)$ jako:

$$\overline{U}(t) = \frac{1}{K} \sum_{K} u(t, K)$$
(3.2.16.)

což představuje průměrnou hodnotu z jednotlivých period (obr.3.15.). Velikost intenzity T_i turbulence vypočteme jako:

$$T_i = \frac{U(t)_{rms}}{\overline{U}(t)}$$
(3.2.17.)

kde $U(t)_{rms}$ představuje směrodatnou odchylku hodnot a lze ji vypočíst jako:

$$U(t)_{rms}^{2} = \frac{1}{K-1} \sum_{K} [u(t,K) - \overline{U}(t)]^{2}$$
(3.2.18.)



Obr.3.14. Zaznamenaná rychlost



Zpracování signálu je provedeno v programu Matlab (Příloha 6.), kde byl signál rozdělen na jednotlivé složky (tj. časově středovanou, periodickou a fluktuační složku). Přepočet z naměřených napětí na rychlost s použitím získané kalibrační křivky je proveden v programu Excel.

3.2.4. Numerická metoda řešení

Numerická metoda řešení byla provedena v programu *Fluent 6.1.22*. Pro výpočet je zvolen matematický model řešení *standard k-* ε s odděleným řešičem. Pro porovnání byly provedeny také výpočty s modely turbulence k- ω , realizable k- ε , RNG k- ε a Reynolds Stress model.

Výpočtový model a síť (obr.3.17.) byly vytvořeny v programu *Gambit 2.1.6.* Úloha byla řešena jako dvourozměrná, osově symetrická, nestacionární. Jako model nestlačitelné tekutiny byla uvažována voda o parametrech: $\rho = 998,2 \text{ kg.m}^{-3}$ a $\mu = 0,001003 \text{ Pa.s.}$

Okrajové podmínky:

- Na vstupu byla zadána funkce rychlosti v čase i prostoru, která má sinusový charakter (obr.3.18)
- V okolí byla zadána okrajová podmínka konstantního tlaku ("Pressure outlet")



```
Obr.3.17. Výpočetní síť
```

```
#include "udf.h"
DEFINE_PROFILE(unsteady_velocity, thread, position)
{
 face_t f;
 real x[ND_ND];
 real y;
 real t;
 begin_f_loop(f, thread)
  {
   F_CENTROID(x,f,thread);
   y = x[1];
   t = RP_Get_Real("flow-time");
   F_PROFILE(f, thread, position) = 4.0*5*5/32/32*sin(226.08*t)*cos(3.14/0.032*y);
  }
 end_f_loop(f, thread)
}
```

Obr.3.18. Zadání rychlostního profilu na vstupu

4. VÝSLEDKY

4.1. Tuhost soustavy

V tabulce 4.1. a v grafu 4.1. je vidět závislost posunutí membrány na zatížení. Ze vzorce (3.2.1 b) je vypočtena hodnota tuhosti celé soustavy. V měřeném rozsahu zatížení se dá považovat soustava za lineární a proto bude tuhost reprezentována průměrnou hodnotou z naměřených tuhostí. Vypočtená průměrná hodnota tuhosti je *2050,2 N/m*.

Hmotnost [g]	Posunutí [mm]	Tuhost [N/m]
50	0,215	2325,6
95	0,440	2159,1
100	0,480	2083,3
195	1,060	1839,6
200	1,000	2000,0
295	1,550	1903,2
300	1,470	2040,8
Průměrná hodnota		2050,2
Směrodatná odchylka		149,92

Tab.4.1 Tuhost soustavy



Graf.4.1 Tuhost soustavy

4.2. Vizualizace

"Kouř" byl fotografován digitálním fotoaparátem Olympus E20P. Z vizualizace můžeme vidět formování vírových prstenců v blízkosti výstupního otvoru trysky. Pro vizualizaci je použita frekvence f = 10Hz. Přestože tato frekvence není frekvencí nominální, je použita, neboť při ní jsou vírové struktury lépe patrné.



Obr.4.2.Výsledky vizualizace

Obr.4.3. Výsledek záznamu deseti period

4.3. **CTA**

4.3.1. Frekvence

Při termoanemometrické analýze proudění byla nejprve určena nominální frekvence, tj. frekvence, při které bylo dosaženo nejvyšší časově středované rychlosti média. Tato frekvence je hledána v rozmezí 10÷65 Hz v ose trysky v různých vzdálenostech od výstupního otvoru trysky a pro různé výkony reproduktoru (výsledky jsou uvedeny v příloze č. 2.). Naměřené hodnoty ve vzdálenosti z/d=4 při výkonu 2.48W jsou uvedeny v grafu 4.2. Nejvyšší hodnoty časově středované rychlosti (časově středovaného napětí) je dosaženo při f = 36 Hz. Je nutné upozornit na to, že výsledky měření nominélní frekvence, které jsou prezentovány v příloze. 2 byly naměřeny s mírně upravenou, méně tuhou, membránou. Proto při těchto měřeních došlo k posuvu maximální hodnoty k frekvencím okolo 40Hz.

Obr.4.1. Vizualizace proudění metodou cínových

Na obrázku 4.1. a 4.2. je vidět formování vírového prstence na výstupu z trysky. Dále je zde vidět druhý vír, který je unášen od trysky, a rozpad třetího víru. Na obr.4.3. můžeme pozorovat výtok tekutiny z trysky. Na tomto snímku je Teoretickým výpočtem (viz. kapitola 3.2.3.6.) byla vypočtena vlastní frekvence budícího členu **30,1Hz**. Naměřená frekvence se velmi dobře shoduje s frekvencí vypočtenou a



Graf 4.3. Změna časově středované rychlosti v závislosti na vzdálenosti od trysky (logaritmické souřadnice)

frekvenci f=36Hz lze považovat za nominální frekvenci budícího členu. Při frekvenci 36 Hz byla prováděna veškerá následující termoanemometrická měření i numerické simulace.

Z grafu 4.2. lze pozorovat, že časově středovaná složka rychlosti se zvyšováním frekvence stoupá, po překročení nominální frekvence začíná postupně klesat a po překročení

frekvence 50 Hz začíná klesat strměji. To je důsledkem toho, že při vyšších frevencích se již proud nedostane do dostatečné vzdálenosti a je zpětně nasáván do trysky.

4.3.2. Časový průběh axiální rychlosti

Před vyhodnocováním výsledků termoanemometrických experimentů je třeba ještě jednou upozornit na fakt, že filmová sonda v použitém uspořádání, na rozdíl od drátkové sondy, **neumožňuje měření absolutní hodnoty rychlosti nasávaného proudu**. Naměřené hodnoty rychlosti nasávaného proudu (ve směru -z) jsou ovlivněny konstrukcí sondy a masivním držákem. Tímto efektem jsou však v zásadě ovlivěny pouze experimenty prováděné v blízkosti trysky (do vzdálenosti z/d cca 3). Ve větší vzdálenosti od trysky již tekutina stále proudí ve směru +z a nepřesnost při měření rychlosti vlivem nasávání se tudíž neprojeví.

Graf 4.3. zobrazuje změnu časově středované rychlosti v závislosti na vzdálenosti od trysky v logaritmických souřadnicích. Maximálních hodnot rychlost dosahuje na výstupu z trysky (tj. ve vzdálenosti z/d=0,1).

V grafu 4.4 je zobrazena závislost velikosti průměrné rychlosti v různých časech a



Graf 4.4. Závislost velikosti průměrné rychlosti v různých časech a časově středované rychlosti na vzdálenosti od trysky

časově středované rychlosti na vzdálenosti od trysky. Z grafu 4.4. je patrné zmenšování časově středované rychlosti $\overline{U}(t)$ se zvětšující se vzdáleností od trysky. Ve vzdálenosti

z/d=20 již nelze pozorovat oscilace proudění a vystupující proud se svými vlastnostmi blíží proudění z trysky. Se zvětšující se vzdálenosti od trysky dochází k rozpadu vírových struktur vlivem disipativních procesů a s tím spojenému poklesu rychlosti.



Graf 4.5. Průběh rychlosti v závislosti na čase a vzdálenosti od trysky

S rostoucí vzdáleností od trysky rychlost proudění klesá. Ve vzdálenosti z/d=20,4 již nejsou patrné žádné oscilace proudění (viz graf 4.5.). Výsledky ostatních experimentů jsou shrnuty v příloze 3.

4.3.3. Rychlostní profily

Rychlostní profily jsou měřeny ve směru osy x ve vzdálenosti od trysky z = 10, 20, 35, 50, 70 a 100 mm (tj. z/d = 2, 4, 7, 10, 14 a 20). Ve směru osy y ve vzdálenosti z = 10 mm (tj. z/d = 2).

Naměřené rychlostní profily (graf 4.6 až 4.11) jsou zde prezentovány vždy ve stejných časech t/T. Směrem od trysky (+z) dochází k posunutí maxima rychlosti k vyšším hodnotám t/T, což je způsobeno rychlostí pohybu vytlačované tekutiny. Vzhledem ke značnému rozsahu měřených rychlostí není použito v grafech stejné měřítko osy $\overline{U}(t)/U_0$.

Při porovnání velikostí složek rychlostí \overline{U} v grafu 4.12. je možné vidět, že nejvyšších hodnot \overline{U} je dosaženo nejblíže u otvoru trysky (z/d=2).



Graf 4.6. Rychlostní profily
 $\overline{U}(t)/U_0$ ve vzdálenosti z/d = 2



Graf 4.7. Rychlostní profily
 $\overline{U}(t)/U_0\,$ ve vzdálenosti z/d = 4



Graf 4.8. Rychlostní profily
 $\overline{U}(t)/U_0\,$ ve vzdálenosti z/d = 7



Graf 4.9. Rychlostní profily
 $\overline{U}(t)/U_0$ ve vzdálenosti z/d = 10



Graf 4.10. Rychlostní profily
 $\overline{U}(t)/U_0$ ve vzdálenosti z/d = 14



Graf 4.11. Rychlostní profily $\overline{U}(t)/U_0$ ve vzdálenosti z/d = 20



Graf 4.12.Rychlostní profily \overline{U}/U_0

Vzhledem k tomu, že kalibrační křivka je při malých hodnotách rychlostí zatížena velkou nepřesností, byly zde prezentované výsledky intenzity turbulence vypočteny na základě naměřených hodnot napětí:

$$Ti = \frac{E_{rms}}{\overline{E}(t)}$$

Profily intenzity turbulence a výsledky ostatních experimentů jsou uvedeny v příloze 4 a v příloze 5.

4.4. Výsledky numerické simulace

Na obr 4.4.a a 4.4.b jsou výsledky numerické simulace s použitím modelu Standart k- ε . Pole vektorů rychlosti jsou zde zobrazeny v deseti časových krocích v průběhu jedné periody. Barevná škála odpovídá veličině $\overline{U}(t)/U_0$.

V grafech 4.13.a a 4.13.b jsou zobrazeny profily rychlosti \overline{U}/U_0 odečtené ve směru x v různých vzálenostech od trysky z/d, které jsou vypočtené s použitím různých modelů turbulence. Pro porovnání jsou v grafech vyneseny i průběhy rychlostí naměřených ve stejných vzdálenostech metodou CTA.

V grafu 4.14 je zobrazen rychlosti \overline{U}/U_0 v ose trysky. I zde jsou prezentovány výsledky pro výpočty provedené s různými modely turbulence a graf je pro porovnání doplněn výsledky experimentů.

V příloze 8. je znázorněn vývoj pole intenzity turbulence. Výpočet byl proveden s použitím modelu *Standart k-ɛ*. V příloze 7. jsou dále prezentovány vektorová pole vypočtená s použitím různých modelů turbulence. V tabulce 4.2. je uvedeno označení použitých modelů turbulence. Toto označení se shoduje se značením v grafech a na vektorových mapách v příloze.

Označení	Model	
Ske	Standart k- ϵ model	
RNGke	RNG k-ε model	
Rke	Realizable k-ε model	
kw	Standart k-ω model	
RSTR	Reynolds Stress model	

Tab.4.2. Označení použitých modelů turbulence



Graf 4.13.a Rychlostní profily. Body odpovídají naměřeným hodnotám



Graf 4.13.b Rychlostní profily. Body odpovídají naměřeným hodnotám



Graf 4.14.a Rychlostní profily v ose trysky. Body odpovídají naměřeným hodnotám



Graf 4.14.b Rychlostní profily v ose trysky (logaritmické souřadnice). Body odpovídají naměřeným hodnotám



Obr. 4.4a Axiální složka rychlosti U/U₀. v různých časech Model Ske. (1/2)



Obr. 4.4b Axiální složka rychlosti U/U₀. v různých časech Model Ske. (2/2)

5. PROUDĚNÍ SYNTHETIC JET VE VZDUCHU

Pro měření Synthetic Jet ve vzduchu bylo použito několik metod identifikace struktury proudových polí. Vlastnosti proudění byly zkoumány pomocí metody kouřového drátku (Smoke Wire), metody termoanemometrie a bezkontaktní metodou PIV [18].

Pro měření ve vzduchu byl použit jako budící člen generátor proudění Synthetic Jet navržený P.Šťastným [23].

5.1. Vizualizace metodou Smoke Wire

Pro získání názorné představy o proudění byla použita metoda vizualizace Smoke Wire. Při vizualizaci touto metodou je na tenký odporový drátek nanesen film parafínového oleje. Průchodem elektrického proudu je drátek následně zahříván na teplotu, která přesahuje výparnou teplotu použitého oleje. To vede k rychlému vypaření oleje a jeho následné kondenzaci v proudu vzduchu. Tak na okamžik vznikne výrazná mlha vhodná k vizualizaci



Obr.5.1. Vizualizace metodou Smoke Wire

proudění. Vizualizace byla prováděna pro frekvenci *f=30Hz*. Přestože tato frekvence není frekvencí nominální, byly při ní vírové struktury lépe patrné.

Na obrázku 5.1. lze pozorovat vznik vírového prstence u výstupního otvoru z trysky. Vírový prstenec se vzdaluje od trysky a vlivem disipativních procesů se rozpadá. Ve větší vzdálenosti má proudění již charakter výtoku z trysky.

5.2. Termoanemometrické experimenty5.2.1. Určení nominální frekvence

Pro termoanemometrické experimenty prováděné ve vzduchu byla nominální frekvence hledána v rozmezí $f=25\div 300Hz$ v ose trysky.



Nejvyšší hodnota časově středované rychlosti vychází při frekvenci f=71Hz (viz obr.5.2.), tato frekvence byla proto považována za nominální frekvenci budícího členu. Při této frekvenci pak byly provedeny všechny následující experimenty.

5.2.2. Časový průběh axiální rychlosti

Ve výstupní rovině otvoru sleduje proud tekutiny pohyb membrán a složka rychlosti vyjadřující průměrnou hodnotu z jednotlivých period $\overline{U}(t)$ (3.2.16.) se mění mezi kladnými a zápornými hodnotami podle toho, zda je tekutina nasávána (záporné hodnoty), nebo vytlačována (kladné hodnoty) (viz obr.5.3.).

Ve vzdálenosti z/d=0 (tj. přímo v otvoru) jsou obě poloviny prakticky shodné a časově středovaná rychlost U je téměř nulová. S rostoucí vzdáleností od trysky klesá rychlost nasávaného proudu. Ve vzdálenosti z/d=2 (tj. z=20mm) od trysky je rychlost nasávání nulová a již neovlivňuje pohybující se vírový prstenec.



Obr.5.3. Průběh axiální rychlosti v závislosti na čase a vzdálenosti od trysky

S dalším vzdalováním od trysky velikost proudění ztrácí periodický charakter a ve vzdálenosti z/D=18 je již po celou délku periody hodnota rychlosti $\overline{U}(t)$ rovna rychlosti \overline{U} .

Pro zde prezentované experimenty byla použita jednodrátková sonda *DANTEC 55P11* a dvoudrátková sonda *DANTEC 55P61*.

Přesná kalibrace jednodrátkové a dvoudrátkové sondy byla provedena s použitím kalibračního zařízení *DANTEC 90H02 Flow unit*. Metodika kalibrace dvoudrátkové sondy je popsána v [10].



Obr.5.4. X-sonda - měření celkové rychlosti



Obr.5.5. X-sonda - měření úhlu rychlosti vzhledem k ose z

5.3. PIV (Particle Image Velocimetry)

PIV je měřící metoda, která pracuje na optoelektronickém principu. PIV je bezdotyková metoda měřící rychlost tekutiny pomocí unášených mikroskopických částic. Tato metoda je schopna zachytit celé proudové pole v jednom okamžiku. Její přesnost závisí na velikosti částic a sycení proudu tekutiny.

Vlivem nezvážení vhodných parametrů či nesprávném způsobu zpracování naměřených dat lze dojít k naprosto chybným výsledkům.

Metoda PIV zahrnuje dva následující kroky:

- záznam obrazu částic v určitý časový okamžik jsou zaznamenány dva snímky proudového pole, které jsou od sebe vzdáleny o časový interval *At*
- analýzu obrazů snímek je následně rozdělen na vyhodnocované oblasti. Analýzou korelační funkce mezi prvním a druhým snímkem dostaneme velikost a směr vektoru rychlosti v jednotlivých vyhodnocovaných oblastech.



Obr.5.6. Vektory rychlosti získané metodou PIV

Na obr.5.6.a ÷ 5.6.e lze pozorovat postupné vzdalování vírového prstence od trysky. Na obr.5.6.c je možné pozorovat nasávání tekutiny zpět do trysky. Vírový prstenec je však již dostatečně vzdálen od výstupního otvoru trysky, a proto nedochází k jeho ovlivnění nasáváním tekutiny do trysky.

6 ZÁVĚR

V diplomové práci byly zkoumány vlastnosti proudění typu Synthetic Jet ve vodě a vzduchu. Během diplomové práce se podařilo navrhnout unikátní experimentální zařízení pro analýzu proudění typu Synthetic Jet ve vodě. Dále byla provedena celá řada experimentů, které měly za cíl ukázat jednak charakter tohoto proudění a jeho odlišné, popřípadě podobné vlastnosti s prouděním typu Synthetic jet ve vzduchu. V této kapitole budou shrnuty poznatky získané během práce a na základě dosažených výsledků.

Konstrukce zařízení

Budící člen experimentálního zařízení je tvořen reproduktorem a tryskou, ve které je membrána sloužící k vytváření SyJ. Základními parametry trysky jsou: výstupní otvor o průměru d=5mm, vzdálenost od membrány k otvoru l=17,5mm a vnitřní průměr trysky (tj. průměr membrány) D=30mm. Reproduktor je napájen sinusovým signálem. Všechny experimenty ve vodě uvedené v této práci byly prováděny při stejném budícím výkonu P=2,840W.

Výsledky experimentů

V průběhu experimentů ve vodě se ukázalo, že metoda vizualizace pomocí cínových iontů je méně vhodná při rychlostech proudění přesahujících cca *0,5m/s*. I přesto se podařilo na základě těchto experimentů získat první představu o průběhu proudění. Touto metodou je možné pozorovat formování vírových prstenců v blízkosti výstupního otvoru z trysky, jejich oddalování od otvoru a následný rozpad.

Detailnější pohled na rychlostní pole byl získán pomocí metod termoanemometrie. Prvním krokem pro měření HWA bylo určení nominální frekvence budícího členu, tj. frekvence, při které je časově středovaná rychlost proudění největší. Námi naměřená nominální frekvence f=36Hz je vyšší než frekvence získaná analytickým výpočtem f=30,1Hz. Tento rozdíl je zřejmě způsoben vlivem zjednodušení, která byla učiněna při analytickém výpočtu.

Následnými experimenty byly detailně měřeny rychlostní profily v horizontální rovině (ve směru os x a y) a ve směru proudění (ve směru osy z). Výsledky těchto experimentů velmi dobře popisují sledovaný jev a dávají dobrý základ pro provedení dalších, podrobnějších, experimentů. Výsledky některých měření, například naměřený rychlostní profil ve směru x ve vzdálenosti z/d=2, se liší od předpokládaných hodnot, popřípadě jsou zatíženy určitou

nepřesností. Tyto odchylky jsou důsledkem komplikovanosti měření prováděnými ve vodě. Jedním z možných vysvětlení je vliv pohybu velkých struktur tekutiny v nádrži.

Na charakter a vývoj proudění má jistě nezanedbatelný vliv tvorba kavitačních bublin, které při sledovaných frekvencích vznikají na membráně a v trysce. Vzniklé bublinky mohou ovlivnit výslednou tuhost soustavy a také, pokud jsou vytlačeny tryskou ovlivnit výsledky termoanemometrických experimentů. Vznik a vývoj kavitačních bublin byl sledován při zde neprováděných experimentech, při kterých byl jako akční člen použit místo pružné membrány hliníkový píst.

Při termoanemometrických experimentech nebylo rovněž možné měřit přesně rychlost nasávaného proudu tekutiny. Tento a výše uvedené nedostatky zde prezentovaných experimentů mohou sloužit k úpravě experimentálního zařízení a ke zdokonalení použité metodiky měření.

Na základě provedených experimentů je možné dojít k závěru, že proudění typu Synthetic jet má ve vodě i ve vzduchu velmi podobný charakter. Pozorované rozdíly jsou způsobeny spíše rozdílnou konstrukcí použitého experimentálního zařízení.

Výsleky numerické simulace

Z porovnání naměřených hodnot a hodnot získaných numerickou simulací vyplývá, že standartní modely turbulence, které jsou dodávány jako součást komerčně nabízených simulačních programů (zde Fluent) nedokáží s dostatečnou přesností popat tak komplexní jev, jako je proudění typu Synthetic jet. Obzvlášť patrný je velice rychlý pokles střední rychlosti proudění se vzrůstající vzdáleností od trysky.

Výsledky numerické simulace založené na standartních modelech turbulence mohou velice dobře sloužit při návrhu zařízení, například k určení tlakových poměrů na membráně, a patrně i k porovnání jednotlivých konstrukčních variant.

Doporučení a předpokládané směry dalšího výzkumu

Na základě této práce je možné určit možnosti dalšího výzkumu v oblasti pulzujícího proudění v tekutinách.

Pro přesné měření v tekutinách je nezbytně nutné přesné kalibrační zařízení, které umožní kalibraci i při nízkých rychlostech. V úvahu připadá buď tažná anebo rotující nádrž. Pro měření rychlostí jak vytlačovaného, tak i nasávaného proudu by bylo vhodné provést experimenty nikoliv s filmovou, ale s izolovanou drátkovou sondou. Vhodnou polohou této sondy je možné odstranit vliv držáku sondy. Alternativou, nebo spíše doplněním, k měření rychlosti nasávaného proudu (a nejen toho) metodami termoanemometrie může být použití

metody PIV. Pro získání lepší představy o charakteru sledovaného děje by bylo vhodné umístit čidlo tlaku do dutiny pod membránou a změřit skutečnou výchylku a deformaci membrány.

V oblasti numerické simulace by bylo vhodné nalezení optimálního modelu pro sledovaný jev, popřípadě se sledovanému jevu co nejvíce přiblížit vhodným nastavením parametrů modelů turbulence. Takový model by pak musel být ověřen i pro proudění ve vzduchu a pro další typy pulzujícího proudění, jako je například mixované proudění SyJ.

Samostatnou otázkou pro zpřesnění prováděných experimentů ve vodě je odstranění poruch vznikajících pohybem velkých struktur v tekutině.

Na základě takto získaných poznatků, by měla být nalezena vhodná, prakticky využitelná, aplikace daného jevu. Takovou aplikací muže být například zařízení sloužící k zinztenzivnění přestupu tepla, popřípadě zařízení využívající pulzujícího proudění k ovládání/směrování primárního proudu.

POUŽITÁ LITERATURA

[1] Savas,O.,Coles,D.: Coherence measurements in synthetic turbulent boundary layers, J.Fluid Mech. 160, 1985

[2] Lighthill, M.J.: Acoustic streaming, J.Sound Vib. 61, 1978

[3] Meissner, A.: Uber piezo-elektrische Kristalle bei Hoch-frequenz, Zh. Tekh. Fiz. 7, 1926

[4] Andreas, J.M., Ingard, U.: Acoustic streaming at high Reynolds numbers, J. Acoust. Soc. Am. 25, 1953

[5] Ingard,U.,Labate,S.: Acoustic circulation effects and the nonlinear impedance of orifices,J. Acoust. Soc. Am. 22, 1950

[6] Lebedeva,I.V.: Experimental study of acoustic streaming in the vicinity of orifices, Sov. Phys. Acoust. 26, 1980

[7] Menikov,E.P.,Novitskij,B.G.: Experimental study of intense acoustic streaming, Sov. Phys. Acoust. 21, 1975

[8] James, R.D., Jacobs, J.W., Glezer, A.: A round turbulent jet produced by an oscillating diaphragm, Phys. Fluids 8, 1996

[9] Trávníček,Z.,Vít,T.,Hyhlík,T.,Maršík,F.: Heat/Mass Transfer of the Pulsatile Impinging Jets, Turbulence, Heat and Mass Transfer 5

[10] Bruun, H.H.: Hot wire anemometry, Oxford Univarsity, Press 1995

[11] Šesták, J.: Přenos hybnosti, tepla a hmoty, ČVUT, Praha, 1996

[12] Kozubková, M., Drábková, S.: Numerické modelování proudění, VSB-TU Ostrava, 2003

[13] Trávníček,Z., Vogel,J.,Hošek,J.,Vít,T.: Numerical simulation and flow visualization of a synthetic jet actuaion, Conference Topical problems of fluid mechanics 2005, AS CR, Prague 2005

[14] Trávníček,Z.: The Synthetic Jet, AV ČR, Konference Praha 2003

[15] Tesař, V., Zhong, S.: Synthetic Jets for Flow Control, PICAST 4, Kaohsiung, Taiwan, 21.-23.May, 2001

[16] Smith,B.L.,Glezer,A.: The formation and evolution of synthetic jets, Physics of Fluids 102281 – 2297, 1998

[17] Vít,T.: Experimental and theoretical study of the heated coanda jet, TU Liberec, 2004

[18] Vít,T., Dančová,P.: Použití různých experimentálních metod pro analýzu proudění typu Synthetic Jet, XXIV. mezinárodní konference setkání kateder a pracovišť mechaniky tekutin a termodynamiky, Blansko u Brna, 2005

[19] Trávníček,Z.,Dančová,P.,Vít,T.: Synthetic Jet, Mezinárodní seminář TU Emden, TU Eindhoven, TU Liberec, Emden 2005

[20] Trávníček,Z., Vogel,J.,Vít,T.,Maršík,F.: Flow field and mass transfer experimental and numerical studies of synthetic impinging jet, 4th International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, Cairo, Egypt, ZT4

[21] Kordík, J., Šafařík, P., Vít, T., Trávníček, Z.: Analýza syntetizovaného proudu v ústí jeho generátoru

[22] Trávníčk,Z., Vít,T.,de Boer,P.,Maršík,F.: Synthetic Jets – Design and verification of the actuator, Topical problems of fluid mechanics 2004, AS CR, Prague 2004

[23] Šťastný, P.: Návrh a experimentální ověření zařízení typu "Synthetic Jet", DP, 2004

[24] Fluent Inc, User's Guide

[25] Ashforth-Frost, S., Jambunathan, K., Whitney, C.F.: Velocity and Turbulence Characteristics of a Semiconfined Orthogonally Impinging Slot Jet, Elsevier Science Inc., 1997

SEZNAM PŘÍLOH

Příloha 1. Konstrukční návrh soustavy budícího členu

Příloha 2. Frekvence

Příloha 3. Časově středovaná rychlost v axiálním směru

Příloha 4. Časově středovaná rychlost v horizontální rovině

Příloha 5. Intenzita turbulence

Příloha 6. Procedura pro zpracování výsledků měření – Matlab

Příloha 7. Vypočtené pole intenzity turbulence

Příloha 8. Porovnání vektorových polí rychlostí pro různé modely turbulence

Příloha 1. Konstrukční návrh soustavy budícího členu (bez držáku)





Příloha 2. Nominální frekvence pro různé výkony akčního členu

P = 2,85W, z/d = 5





P = 2,8W, z/d = 6,4





Příloha 2. Nominální frekvence pro různé výkony akčního členu



Příloha 2. Nominální frekvence pro různé výkony akčního členu

P = 2,8W, z/d = 8

Příloha 3. Průměrná rychlost v axiálním směru

Závislost průměrné rychlosti na čase a vzdálenosti od trysky pro P=2,480W



Příloha 3. Průměrná rychlost v axiálním směru

Závislost průměrné rychlosti na čase a vzdálenosti od trysky pro P=2,470W


Příloha 3. Průměrná rychlost v axiálním směru



Závislost průměrné a časově středované rychlosti na vzdálenosti od trysky pro P=2,480W









y/d = 2, P = 2,480W















x/d = 7, P = 2,480W













x/d = 20, P = 2,480W



















x/d = 7, P = 2,480W







x/d = 14, P = 2,480W



Příloha 6. Procedura pro zpracování výsledků měření – Matlab

```
function Uprofil
%nazev souboru
  Poz='C:\MATLABR11\work\CTA\x 20 2470.prn';
   fid = fopen(Poz, 'r+');
   frewind(fid);
%format pristupu k datum-tri sloupce dat
   fprintf(fid, '%d %d %d\r', [1 1 1]);
  fclose(fid);
%pocet bodu 37
   for Sloup=0:37
     A = dlmread(Poz, ' ', [200+65561*Sloup 0 65716+65561*Sloup 2]);
     Pocet = length(A(:,1));
%pocatecni hodnoty velicin
     SampA=0;
     SampA2=0;
     SampB=0;
      F=0;
     H=0;
     Slou=0;
      Rad=0;
      Prvni=0;
     NumSampl=500;
                     %pocet bodu v jednom cyklu
       for i=1:NumSampl %Samp --> t/T=1
           Samp(i)=i/NumSampl;
       end
%rozdeleni matice po jednotlivych cyklech
         for i=4:Pocet-630
%podminky pro deleni podle cyklu
          if (A(i,3)<0.01)
              A(i,3)=0.1;
           end
            if (A(i,3)<1) &((A(i+1,3)<4) | (A(i+1,3)>4)) %hledani skoku na TTL signalu
               starts=0;
               for poc=450:600
                  if (A(i+poc,3)<1) &((A(i+poc+1,3)>4) | (A(i+poc+1,3)>4))
                     starts=2;
                  end
               end
               if (starts==1)
                  if (Prvni==1)
                       for j=1:length(SampA)
                        SampB(j)=j/length(SampA);
                       end
                       Slou = Slou + 1;
                       B1(Slou,1,:) = interp1(SampB,SampA,Samp,'linear'); %lin. interpol.
                       if (length(SampA)<450 ) | (length(SampA)>600 )
                          Slou=Slou-1;
                       end
                       SampA=0;
                       SampB=0;
                   end
               end
               Rad = 0:
               Prvni = 1;
            end
            Rad=Rad+1;
         end
         %zapis do souboru
         to=to+1
         fid =
fopen(strcat('C:\matlabR11\work\pd\x 20 2470',' ',num2str(Sloup),' u1.prn'),'w');
           fprintf(fid,'%12.8f\n',mean(B1));
           fclose(fid);
           fid =
fopen(strcat('C:\matlabR11\work\pd\x_20_2470','_',num2str(Sloup),'_s1.prn'),'w');
           fprintf(fid, '%12.8f\n', std(B1));
         fclose(fid);
```



Příloha 7. Intenzita turbulence [%]. v různých časech. Model Ske. (1/2)



Příloha 7. Intenzita turbulence [%]. v různých časech. Model Ske. (2/2)



Příloha 8. Axiální složka rychlosti U/U_0 v čase t/T = 0. Porovníní různých modelů turbulence.



Příloha 8. Axiální složka rychlosti U/U₀ v čase t/T = 0,25. Porovníní různých modelů turbulence.



Příloha 8. Axiální složka rychlosti U/U₀ v čase t/T = 0,5. Porovníní různých modelů turbulence.



Příloha 8. Axiální složka rychlosti U/U₀ v čase t/T = 0,75. Porovníní různých modelů turbulence.