



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ
ENERGETICKÝ ÚSTAV
FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING
ENERGY INSTITUTE

MODELOVÁNÍ KAVITUJÍCÍHO PROUDĚNÍ

MODELING OF CAVITATING FLOW

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

Bc. KAMIL FRÖLICH

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

Ing. PAVEL RUDOLF, Ph.D.

BRNO 2010

Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství

Energetický ústav

Akademický rok: 2010/2011

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

student(ka): Bc. Kamil Frölich

který/která studuje v **magisterském navazujícím studijním programu**

obor: **Fluidní inženýrství (2301T036)**

Ředitel ústavu Vám v souladu se zákonem č.111/1998 o vysokých školách a se Studijním a zkušebním řádem VUT v Brně určuje následující téma diplomové práce:

Modelování kavitujícího proudění

v anglickém jazyce:

Modeling of cavitating flow

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Předpověď vzniku kavitace je důležitou součástí návrhu hydraulických strojů. Kavítace způsobuje zhoršení provozních charakteristik stroje i jeho životnosti. Soudobé prostředky výpočtové mechaniky tekutin (CFD) zahrnují modely pro proudění s kavítací, jejich použití ovšem není vždy plně spolehlivé, protože kavítace je poměrně složitý jev jak z hlediska fyzikálního tak z hlediska matematického řešení. Diplomová práce se zaměří na nestacionární výpočty proudění s kavítací v jednoduchých geometriích (Venturiho trubice, osamocený hydraulický profil) v programu Fluent. Budou testovány nastavení modelu pro proudění s kavítací i jeho úpravy a výsledky budou srovnávány s dostupnými experimenty.

Cíle diplomové práce:

1. Rozbor stávajících kavítáčnických modelů.
2. Provedení CFD výpočtů s modelem kavitujícího proudění v jednoduché geometrii (např. Venturiho trubice).
3. Experimentální verifikace.

Seznam odborné literatury:

1. Brennen, C.E.: Cavitation and Bubble Dynamics. Oxford University Press. 1995.
 2. Noskovič, J. a kol.: Kavítace v hydraulických strojích a zařizních. SNTL Praha. 1989.
 3. Rudolf, P.: Modeling of Cavitating Flow. In Proceedings of konference "Power System Engineering 2007". Plzeň. 2007
- Fluent User's Guide. 2004

Vedoucí diplomové práce: Ing. Pavel Rudolf, Ph.D.

Termín odevzdání diplomové práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2010/2011.

V Brně, dne

L.S.

doc. Ing. Zdeněk Skála, CSc.
Ředitel ústavu

Prof. RNDr. Miroslav Doupovec, CSc.
Děkan fakulty

Abstrakt:

Diplomová práce se zabývá problematikou kavitačního proudění ve Venturiho trubici. Je provedena pro dvoufázový výpočet proudění a pro dvě odlišné geometrie trubic. Výsledky numerických výpočtů proudění pro obě geometrie jsou porovnány s provedenými experimenty. Numerický výpočet proudění byl proveden v programu Fluent 2.3.26.

Klíčová slova:

Venturiho trubice, dvoufázové proudění, experimentální verifikace

Abstract:

This thesis deals with the problems of cavitation flow in a Venturi tube. It is made for a multi-phase (water-vapour) flow calculation of two geometry tubes. Results of numerical calculations for the flow geometry (dimensions) are compared with performed experiment. Numerical flow calculation was performed in the Fluent 2.3.26.

Key words:

Venturi tube, multi-phase (water-vapour), experimental verification

Bibliografická citace mé práce:

FRÖLICH, K. *Modelování kavitujícího proudění*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2010. 46 s. Vedoucí diplomové práce Ing. Pavel Rudolf, Ph.D.

Prohlášení

Prohlašuji tímto, že jsem tuto diplomovou práci na téma „Modelování kvitujícího proudění“ zpracoval samostatně. Vycházel jsem z odborných konzultací pana Ing. Pavla Rudolfa a z uvedené literatury.

V Brně dne 13.10.2010

Kamil Frölich

Poděkování

Tímto chci poděkovat vedoucímu mé diplomové práce panu Ing. Pavlu Rudolfovi Ph.D. za odborné vedení, poskytnuté materiály, cenné rady a připomínky ke zpracování mé diplomové práce.



Obsah

| | |
|--|----|
| Obsah | 7 |
| 1. Úvod | 8 |
| 2. Kavítace | 8 |
| 3. Venturiho trubice | 10 |
| 3.1. Model Venturiho trubice | 11 |
| 4. Rozbor sávacích kavitačních modelů | 13 |
| 4.1. Modelování kavítace | 13 |
| 4.1.1. Modely pro sledování rozhraní | 14 |
| 4.1.2. Modely založené na stavové rovnici (Barotropický zákon) | 14 |
| 4.1.3. Matematický popis dynamiky bubliny | 16 |
| 4.1.4. Modely založené na Rayleigh – Plessetově rovnici (dynamika bubliny) | 17 |
| 5. Výpočtové modelování | 19 |
| 5.1. Numerický popis | 19 |
| 5.2. Nastavení parametrů pro řešení u stěny | 21 |
| 5.3. Modelování pomocí dvouvrstvého modelu | 22 |
| 6. Řešení výpočetní sítě | 23 |
| 6.1. Řešení geometrie ve 2D v programu Gambit | 23 |
| 6.2. Řešení geometrie ve 3D v programu Gambit | 25 |
| 6.3. Řešení geometrie a okrajové podmínky | 27 |
| 6.4. Změna relaxačních faktorů | 27 |
| 7. Samotný experiment | 28 |
| 7.1. Demonstrace kavítace pro úkol č.1 | 28 |
| 7.2. Demonstrace kavítace pro úkol č.2 | 32 |
| 8. Postup řešení | 36 |
| 8.1. Postup realizace výsledků z numerické simulace | 36 |
| 9. Popis výsledné numerické simulace | 40 |
| 9.1. Zaoblená Venturiho trubice pro 2D proudění úkol č.1 | 40 |
| 9.2. Zaoblená Venturiho trubice pro 3D proudění úkol č.1 | 40 |
| 9.3. Zaoblená Venturiho trubice pro 2D proudění úkol č.2 | 41 |
| 9.4. Zaoblená Venturiho trubice pro 3D proudění úkol č.2 | 42 |
| 10. Závěrečné shrnutí | 43 |
| Seznam použitých zdrojů | 44 |
| Seznam použitých symbolů a zkratk | 45 |



1. Úvod

Voda je kapalina používaná v hydraulických obvodech a v různých soustavách potrubního řadu a dalších vodních soustavách či jiných dílech. Je typická svým určitým obsahem vzduchu ve dvou variantách a to jako rozpuštěný a jako nerozpuštěný vzduch ve směsi tvořící vodu – vzduch. Při poklesu tlaku v soustavě na tlak nasycených par tu dochází ke „kavitaci“ což je vznik bublinek syté páry. Přítomností směsi vodní páry a vzduchu ve vodě dochází k dynamickému chování proudění.

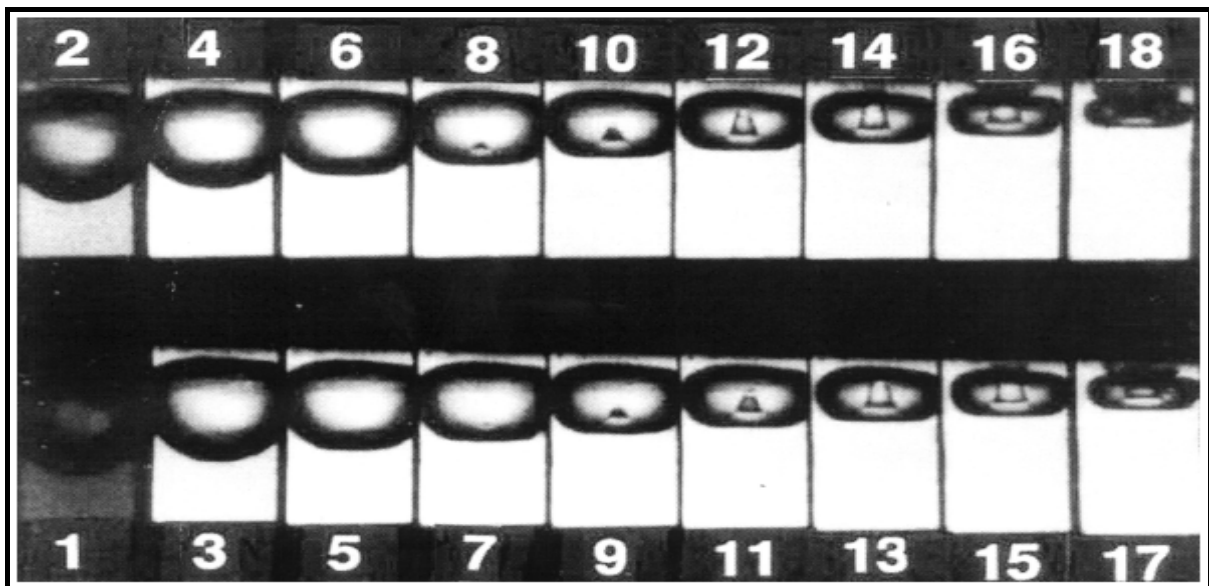
2. Kavitate

V čerpadlech, turbínách, tryskách, ventilech a jiných zařízeních dochází za jistých okolností k výraznému poklesu tlaku. Tento tlak může klesnout dokonce až k hodnotě blízké se hodnotám tlaku nasycených par. Pokles tlaku až na tuto hodnotu se nazývá jevem označujícím se kavitace. Kavitate je charakterizována vznikem a zánikem dutin v proudící kapalině. Kavitační jev působící na povrch daného materiálu nazýváme kavitačním napadením nebo také kavitačním rozrušením povrchu. Tlak nasycených par vznikajících ve vodě je závislí také na její teplotě (tab.1).

| | | | | | |
|----------------------|------|------|-------|-------|--------|
| t(°C) | 10 | 20 | 50 | 80 | 100 |
| p _{np} (Pa) | 1200 | 2300 | 12500 | 47500 | 101300 |

Tabulka 1: Tlak nasycených par v závislosti na teplotě kapaliny [5]

Vznik bublinek páry souvisí s varem kapaliny. Opakem vzniku je zánik kavitačních bublinek. Tento jev je popsán při unášení těchto vzniklých bublinek proudem kapaliny a to až do oblasti s vyšším tlakem a tady dochází k jejich zániku. Pára v bublinkách kondenzuje a kavitační dutiny v tomto případě v bublinkách zanikají. Do dutin při tomto jevu vniká kapalina velmi vysokou rychlostí a to až po dobu kdy dojde k úplnému zániku dutiny, toto se projevuje hlasitým rázem. Pokud k popsanému procesu dochází opakovaně v blízkosti stěny, tak je tato stěna velmi intenzivně namáhána a také tím pádem dojde i k jejímu rozrušování (obr.1). Kavitační bubliny vyplňující část proudu kapaliny tak tvoří celou kavitační oblast [5].



Obrázek 1: Postupný zánik kavitační bubliny v blízkosti stěny [1]

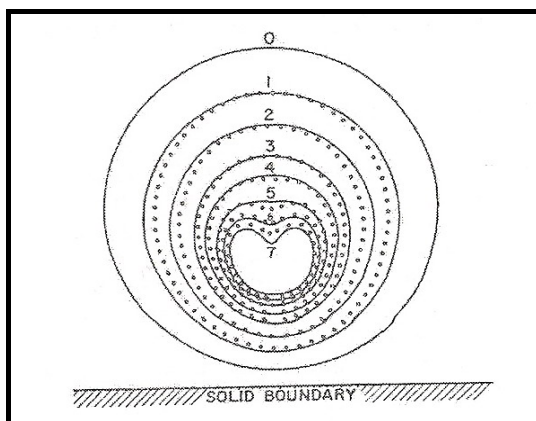


Obrázek 2: Záběr na zanikající kavitační bublinu na stěně [1]

Při poklesu tlaku v místech, kde dochází k prvopočátečním vznikům syté páry se jeví oblast jako nestálá v proudící kapalině v níž se projevují menší tlakové pulzace. Kavitační oblast se při proudění může střídatavě zvětšovat a zmenšovat a při dalším snížení tlaku dojde k jejímu ustálení.

Z tohoto výše uvedeného popisu kavitace plyne, že tekutina charakteristická pro kavitační model bude složena z kapaliny, páry a vzduchových bublin. Plyny obsažené v kapalině způsobují veliké změny hustoty kapaliny [1].

Většina kapalin obsahuje plynné nebo parové bubliny a tyto pak slouží k budoucímu zárodku vznikající kavitace. Při poklesu tlaku na určitou mez se tyto bubliny přemění v bubliny páry nebo v nerozpuštěný plyn a výsledkem je okamžité zvětšení bubliny. Tento proces proběhne velice rychle. Bubliny putují do míst, kde se tlak vrací do normálních hodnot. V těchto místech pak nastává kavitační imploze a dochází k zhroucení parových bublin. Toto je popsáno viz. obr.3 a je tu vyobrazeno postupné hroucení bubliny. Projevuje se tu rázová vlna, která má za následek vysoké náporové síly působící na přilehlou povrchovou plochu. V těchto místech se vytváří kornatění, hluk, vznikají únavové a kavitační důlky, které často bývají doprovázeny luminiscenčními jevy, jakož jsou světelné záblesky [1].



Obrázek 3: Popis zhroucení kavitační bubliny v blízkosti stěně [1]

3. Venturiho trubice

Venturiho trubice (obr.4) je jednoduché geometrické zařízení. Ve své podstatě je to trubka, která je na své délce v určitém místě charakteristická pozvolným zúžením průřezu a pak následuje její pozvolné rozšíření. Při průtoku kapaliny trubicí dochází ve zúžení ke zvýšení rychlosti proudu kapaliny a také zároveň v daném místě dochází ke snížení tlaku. Při proudění kapaliny zúženým průřezem trubice může dojít k situaci, že dochází k výraznému snížení tlaku, který se může v daném místě dostat až na hodnotu tlaku, který je charakterizován vznikem syté páry. Při tomto jevu dochází k vypařování kapaliny, tedy ke „kavitaci“. Při dalším průchodu tekutiny směřující až do míst úplného rozšíření trubice se tlak opět navýší na hodnotu tlaku, kde nasycené páry již nevznikají a pára se přetransformuje opět do stavu kapalného (obr.4).



Obrázek 4: Ukázka Venturiho trubice pořízená při experimentu

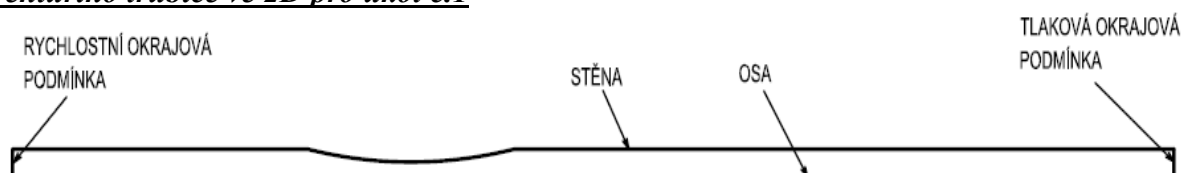
3.1. Model Venturiho trubice

Venturiho trubice pro úkol č.1 byla vyrobena z plexisklového potrubí, kde tryska byla vytvořena nahřátím a postupným vytažením. Vytažení nám způsobilo pozvolné zúžení a rozšíření průtočného průřezu. Zúžující část byla od počátku zúžení až po její nejužší část pro potřeby modelování pomyslně rozdělena šesti příčnými řezy (obr.7) na pět úseků o délce 7 mm. V těchto řezech byly odměřeny vnitřní průměry viz. tab.2.

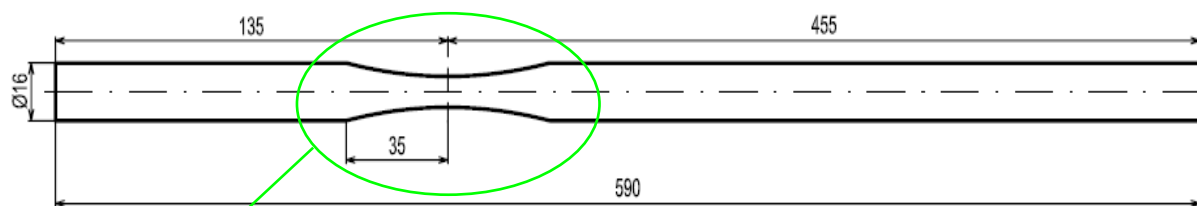
Venturiho trubice pro úkol č.2 byla vyrobena z průhledné válcové plastové hmoty obráběním vnitřních průměrů na požadovaný tvar soustruhem.

Trubice ve 2D pro zadání obou dvou úkolů jsem uvažoval jako rotačně symetrické úlohy podle podélné osy celé trubice. Pro obě varianty tedy použijeme 2D model se zjednodušenou geometrií (obr.5) a (obr.8), která je vypracována v programu Gambit 2.3.16.

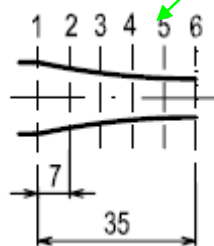
Venturiho trubice ve 2D pro úkol č.1



Obrázek 5: Zjednodušená geometrie Venturiho trubice



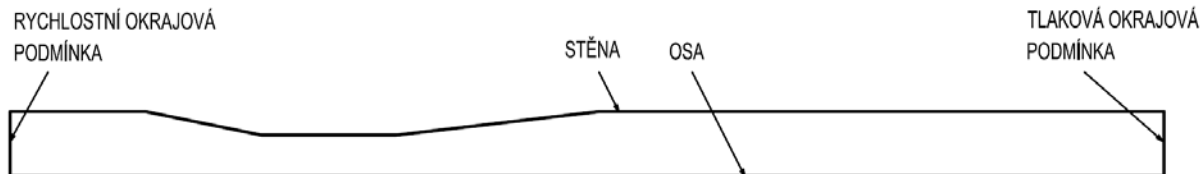
Obrázek 6: Geometrie výpočetní oblasti Venturiho trubice



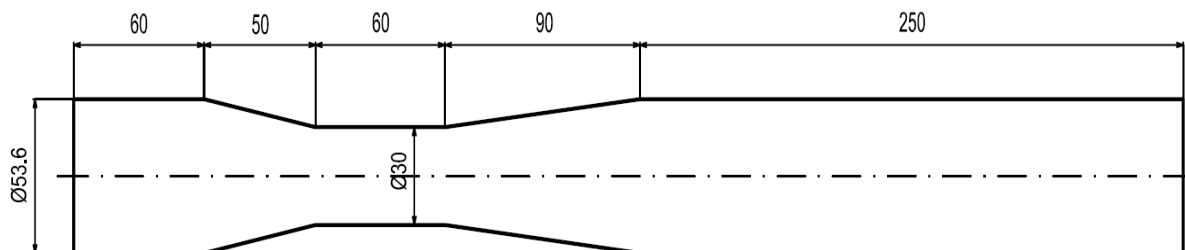
Obrázek 7: Jednotlivé příčné řezy ve zúžující se části (zúžující se i rozšiřující se části jsou symetrické)

| Číslo řezu | Průměr (mm) |
|------------|-------------|
| 1 | 16 |
| 2 | 14,1 |
| 3 | 11,4 |
| 4 | 10,2 |
| 5 | 9,3 |
| 6 | 9 |

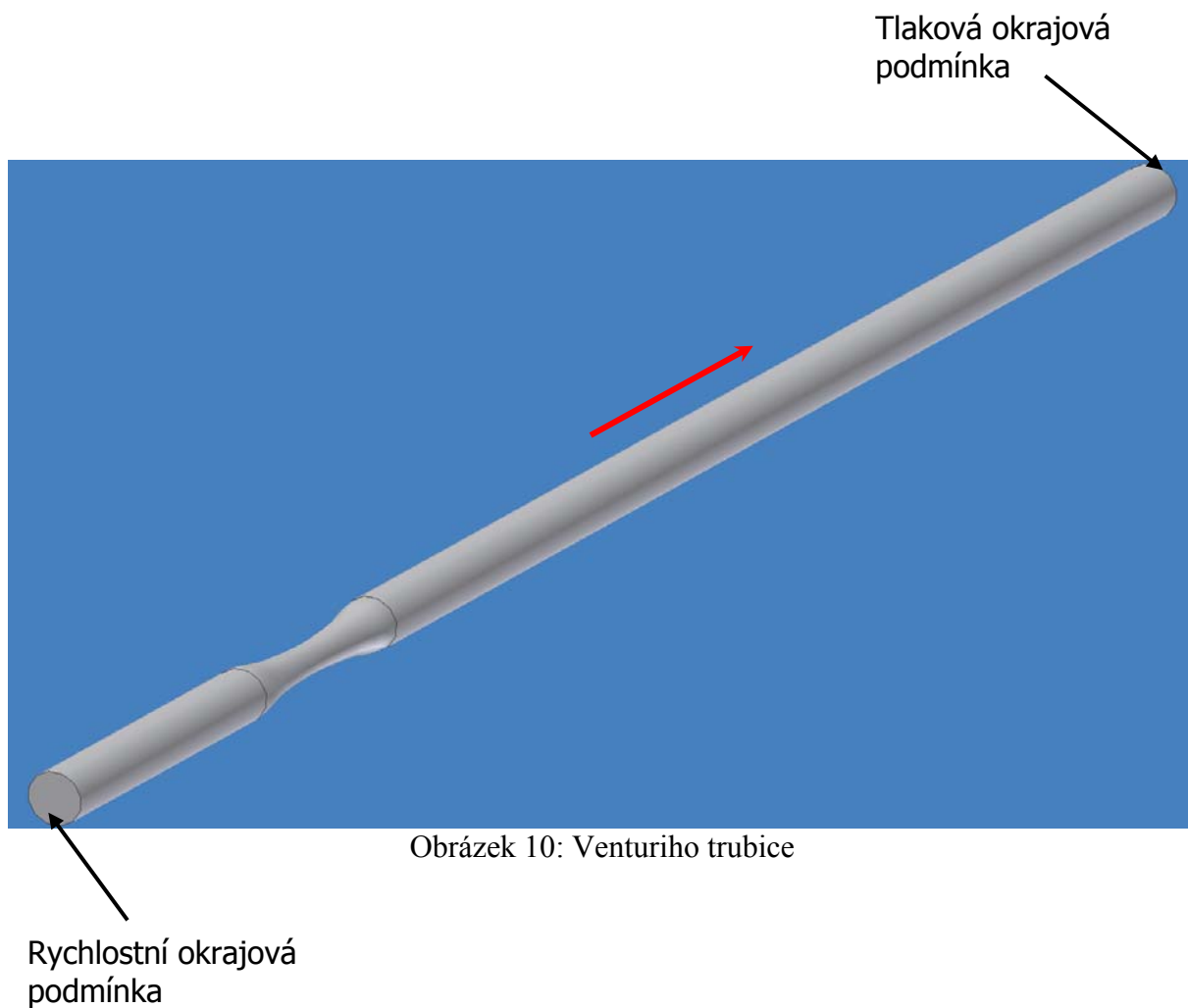
Tabulka 2: Průměry trubice v jednotlivých řezech

Venturiho trubice ve 2D pro úkol č.2

Obrázek 8: Zjednodušená geometrie Venturiho trubice

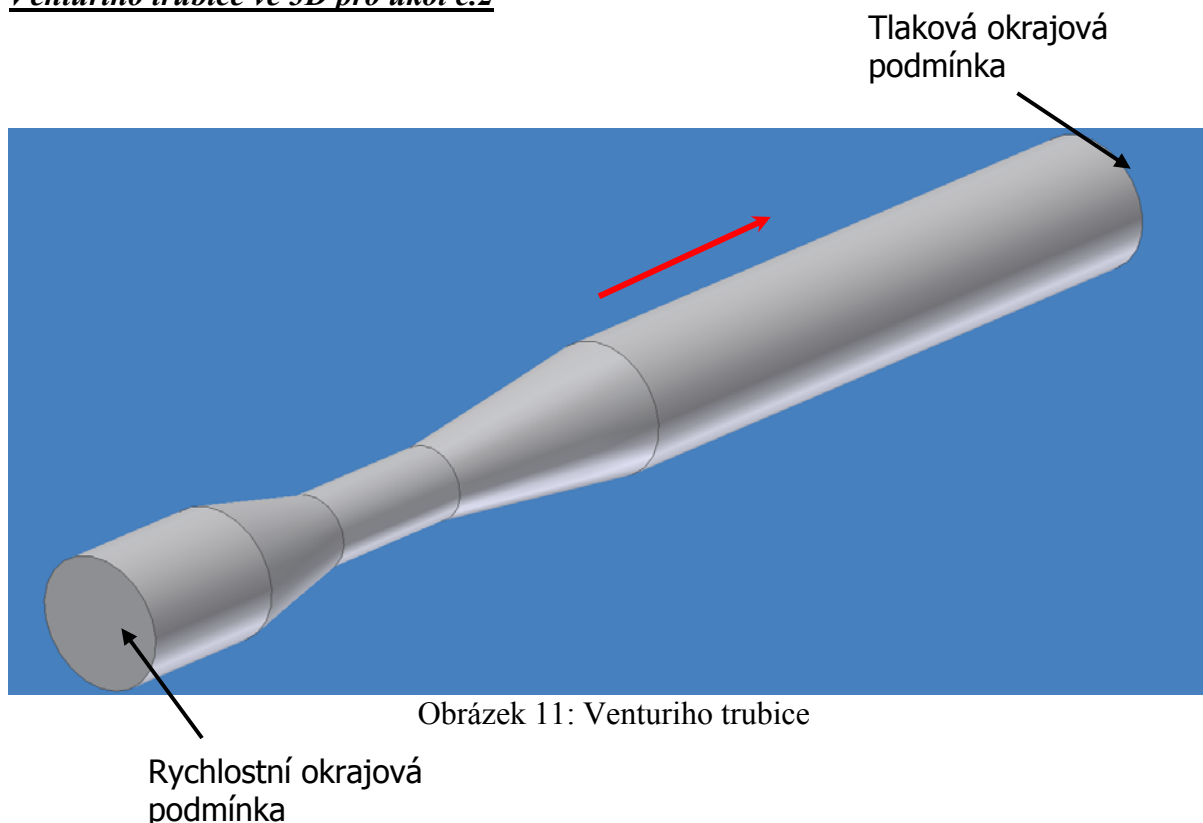


Obrázek 9: Geometrie výpočtové oblasti Venturiho trubice

Venturiho trubice ve 3D pro úkol č.1

Obrázek 10: Venturiho trubice

Venturiho trubice ve 3D pro úkol č.2



4. Rozbor stávajících kavitačních modelů

Předpověď kavitace je důležitou součástí pro návrh tvaru hydraulických strojů a jiných tekutinových zařízení. Byly provedeny simulace chování bublin pomocí Rayleigh – Plessetovy rovnice. Rozšířený model byl navržen kombinací stávajících metod a poznatků o dynamice bubliny získaných prostřednictvím studie Rayleigh – Plessetovy rovnice [3].

4.1. Modelování kavitace

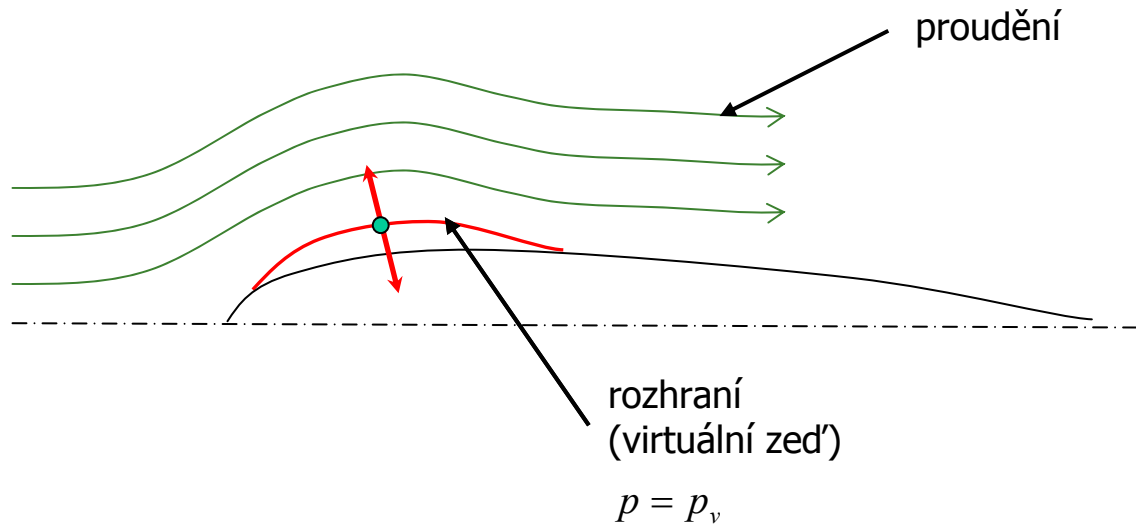
Není tomu tak dávno, co se začalo při návrhu tvarů postupovat více vědecky. Dříve se zkoumalo chování různých designů na modelech ve zkušebních tunelech a různých laboratořích, dnes se stále ve větší míře využívá počítačové techniky a numerických simulací. Pomocí CFD simulací je možné optimalizovat tvar na základě vypočítaných výsledků. Lze proto bez náročných a drahých testování modelů vše vytvořit virtuálně. Značnou výhodou tohoto modelování je možnost navrhnutí tvaru dle námi zvolených požadavků.

Příslušné modely jsou prakticky založeny na Eulerově přístupu, kde se s fázemi látek pracuje jako s kontinuem. Soudobé přístupy modelování kavitace lze shrnout a popsat je v následujících třech skupinách:

- Metoda sledování rozhraní
- Modely založené na stavové rovnici (Barotropický zákon)
- Modely založené na rovnicích popisujících dynamické chování bubliny

4.1.1. Modely pro sledování rozhraní

Jsou to relativně jednoduché modely. Tento přístup je založen na jednofázovém výpočtu pomocí Navier – Stokesových rovnic. Modely jsou založeny na myšlence umístit hranici (virtuální zed') v oblasti s nízkým tlakem, kde $p = p_v$ [Hirschi, 1998]. Tento přístup nezahrnuje žádné informace o dynamice bubliny [4].



Obrázek 12: Model pro sledování rozhraní [4]

4.1.2. Modely založené na stavové rovnici (Barotropický zákon)

Široká množina modelů je založena na použití stavové rovnice popisující změnu fáze. Tyto tekutinové modely, kde figuruje změna hustoty se řídí podle barotropické stavové rovnice, kde $\rho = \rho(p)$ (obr.13). Změna fáze nastává v malém rozsahu tlaků Δp nacházející se v oblasti tlaku nasycených par p_v [3].

Pokud tlak na buňku je větší než součet tlaků $p_v + \Delta p/2$, pak celá buňka je obsazena kapalinou a hustota je vypočítána za pomoci Taitovy rovnice (viz.[3]), což je stavová rovnice vody v kapalném skupenství:

$$\frac{\rho}{\rho_{ref}} = \sqrt[n]{\frac{p + 3 \cdot 10^8}{p_{ref} + 3 \cdot 10^8}} \quad (1)$$

kde: $n = 7$ - pro vodu
 Δp - rozdíl tlaků
 p_v - tlak nasycených par

Pokud tlak je nižší než $p_v - \Delta p/2$, pak celá buňka je obsazena parou a v tomto případě předpokládáme, že se budeme řídit dle zákona (viz.[3]) pro ideální plyn:

$$\rho = \frac{p}{R \cdot T} \quad (2)$$

Pokud je buňka obsazena směsí kapalina/pára, potom by se měl tlak pohybovat v intervalu tlaků, které jsou již uvedeny v případech výše ($p_v - \Delta p/2$, $p_v + \Delta p/2$). Oba stavy tekutiny (kapalina a pára) jsou pomyslně hladce spojeny pomocí křivky (obr.13) a hustota v „pásmu směsi“ je vyjádřena (viz.[3]) tímto vztahem:

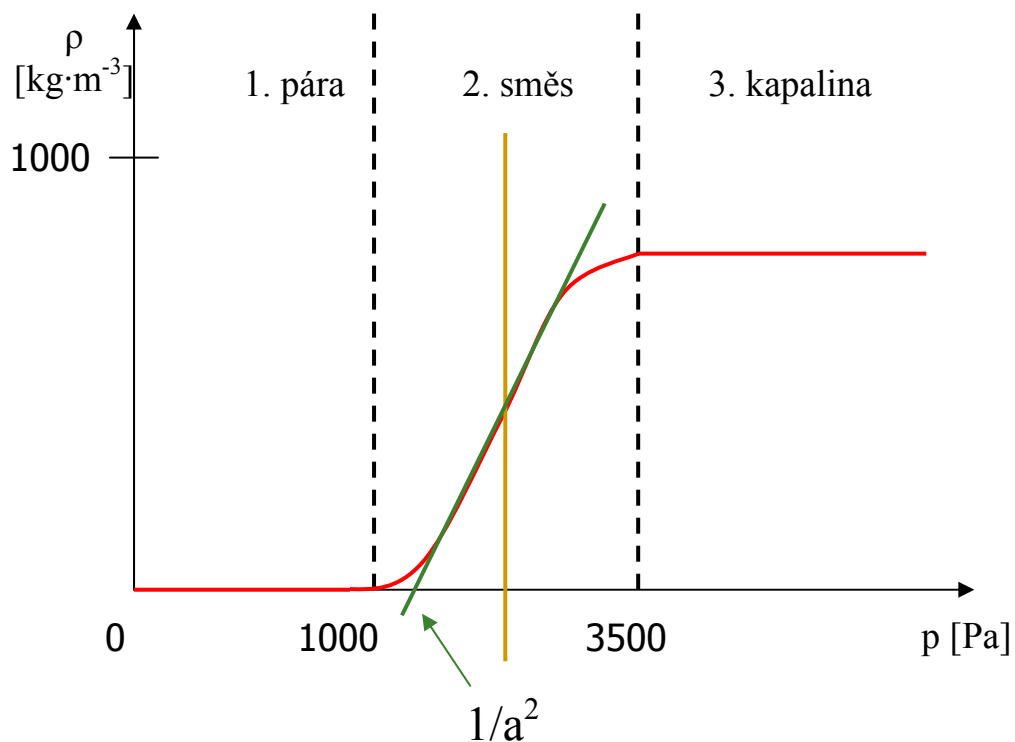
$$\rho = \frac{\rho_l + \rho_v}{2} + \frac{\rho_l - \rho_v}{2} \cdot \sin \left(\frac{2}{\rho_l - \rho_v} \cdot \frac{p - p_v}{a_{\min}^2} \right) \quad (3)$$

- sklon křivky je dán tímto vztahem: $\frac{1}{a_{\min}^2}$ (4)

kde: $a_{\min} = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_{\min}}$ (5)

a_{\min} - je minimální rychlost zvuku směsi

Velmi nízká rychlost zvuku směsi je jeden ze záluďných a složitých výpočetních jevů v oblasti kavitačního toku. Rychlost zvuku okolo $a_{\min} = 2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ činí tok lokálně nadzvukový. Tento model však také nezahrnuje dynamiku bubliny [3].



Obrázek 13: Grafické zobrazení jednotlivých fází [4]



4.1.3. Matematický popis dynamiky bubliny

Rovnici pro časový vývoj izolované kavitační bubliny můžeme odvodit z Navier – Stokesovy rovnice a rovnice kontinuity dle předpokladu pro sférickou bublinu, bez difuze plynu a se zanedbáním tepelných účinků [3].

$$\frac{3}{2} \cdot R \dot{\ }^2 + RR \ddot{\ } + \frac{2 \cdot \sigma}{\rho_l \cdot R} + 4 \cdot \nu \cdot \frac{R \dot{\ }}{R} = - \frac{1}{\rho_l} \cdot [p_{B(t)} + p_{\infty(t)}] \quad (6)$$

- kde: R - poloměr bubliny
 σ - povrchové napětí
 ν - kinematická viskozita
 $p_{B(t)}$ - tlak uvnitř bubliny (polytropický zákon pro ideální plyn)
 $p_{\infty(t)}$ - tlak mimo bublinu
 $R \dot{\ }$ - tečka značí derivaci v čase
 $RR \ddot{\ }$ - tečky značí druhou derivaci v čase

Tlak uvnitř bubliny můžeme vyjádřit dle tohoto vztahu (viz.[3]), což je polytropický zákon pro ideální plyn:

$$p_{B(t)} = p_v + p_g \cdot \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3 \cdot \kappa} \quad (7)$$

- kde: p_v - tlak par
 p_g - částečný (parciální) tlak plynu uvnitř kavitačního jádra

Lze dospět k závěru na základě zkoumání podmínek v rovnici (6), že viskozitu a povrchové napětí lze zanedbat [3]. Rychlost a zrychlení jsou tedy rozhodující a dospějeme ke zjednodušení (viz.[3]):

Zjednodušený tvar Rayleigh – Plessetovy rovnice (1):

$$\frac{3}{2} \cdot R \dot{\ }^2 + RR \ddot{\ } = - \frac{1}{\rho_l} \cdot [p_{B(t)} + p_{\infty}] \quad (8)$$

Při úpravě vycházíme z rovnice (6), členy na levé straně jsou nelineární a provedeme zjednodušení do tvaru rovnice (8). V tomto případě může být provedeno pouze numerické řešení. Typický časový vývoj kavitační bubliny počítá s Rayleigh – Plessetovou rovnicí (6) a rovnicí (7). Relativně pomalý růst bubliny je následován rychlým kolapsem (zhroucením) stěny bubliny. Ve skutečných modelech, které jsou implementovány v komerčních CFD programech, se používá pouze první člen na levé straně rovnice (8) [3].



4.1.4. Modely založené na Rayleigh – Plessetově rovnici (dynamika bubliny)

Jedná se o nejvíce propracované modely, kterými jsou nyní standardně vybaveny komerční CFD programy (Fluent, CFX, Star CD, CFD - ACE, atd.). Transportní rovnice (to znamená další diferenciální rovnici) pro objemový zlomek kapaliny (viz.[3]):

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha \cdot v_i)}{\partial x_i} = S \quad (9)$$

kde: $\alpha \in \langle 0,1 \rangle$ - objemový zlomek kapaliny, který obsahuje výpočetní buňku

co je S?

pro $\alpha = 1$ - čistá kapalina
pro $\alpha = 0$ - čistá pára

Vlastnosti tekutiny pro Navier - Stokesovu rovnici (viz.[3]) jsou zprůměrovány pro každou buňku:

$$\rho = \alpha \cdot \rho_l + (1 - \alpha) \cdot \rho_v \quad - \text{ hustota směsi ve výpočtové buňce} \quad (10)$$

$$\mu = \alpha \cdot \mu_l + (1 - \alpha) \cdot \mu_v \quad - \text{ viskozita směsi ve výpočtové buňce} \quad (11)$$

Zdrojový člen na pravé straně (9) odráží vznik (vypařování) nebo zhroucení (kondenzaci) kavitačních bublin a obecný tvar má tuto podobu:

$$S = m \cdot \quad (12)$$

kde $m \cdot$ je časová derivace hmotnosti (hmotnostní tok)

Objemový zlomek kapaliny v buňce závisí na počtu kavitačních jader a je vyjádřen takto (viz.[3]):

$$\alpha_v = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot R^3 \cdot n_b \quad (13)$$

kde: $\frac{4}{3} \cdot \pi \cdot R^3$ - objem koule (uvažujeme ideální tvar bubliny)

n_b - počet kavitačních jader

Upravená rovnice kontinuity má tento tvar:

$$\frac{\partial v_i}{\partial x_i} = \frac{\rho_l - \rho_v}{\rho} \cdot \frac{D \alpha}{Dt} \approx \frac{1}{1 - \alpha} \cdot \frac{D \alpha}{Dt} \quad (14)$$



kde: $\frac{D\alpha}{Dt} = \frac{\partial\alpha}{\partial t} + \frac{\partial\alpha}{\partial x_i} \cdot v_i$ - substaciální (materiálová) derivace

Na základě těchto znalostí je pak transportní rovnice transformována do následujícího tvaru:

$$\frac{\partial\alpha}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha \cdot v_i)}{\partial x_i} = \frac{\rho_l}{\rho} \cdot \frac{D\alpha}{Dt} \approx \frac{1}{1-\alpha} \cdot \frac{D\alpha}{Dt} \quad (15)$$

Definice zdroje S je ve tvaru:

$$S = \frac{1}{1-\alpha} \cdot \frac{D\alpha}{Dt} \quad (16)$$

$$S = \frac{n_b}{1 + n_b \cdot \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot R^3} \cdot \frac{D}{Dt} \cdot \left(\frac{4}{3} \cdot \pi \cdot R^3 \right) = S(R^\bullet) \quad (17)$$

Z rovnice (16) vyplývá, že zdroj závisí na časové derivaci poloměru bubliny. Tato derivace se získá ze zjednodušené verze Rayleigh – Plessetovy rovnice, podoba výsledného tvaru této rovnice:

$$S(R^\bullet) = \frac{p_v - p}{|p_v - p|} \cdot \sqrt{\frac{2}{3}} \cdot \frac{|p_v - p|}{\rho_l} \quad (18)$$

kde: $R_v^\bullet = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{p_v - p}{\rho_l}$ - nastává vypařování, při: $p < p_v$ (19)

$$R_c^\bullet = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{p - p_v}{\rho_l} \quad - \text{nastává kondenzace, při: } p > p_v \quad (20)$$

Rovnice (18) je uvažována pro vypařování i kondenzaci, závislost je vyjádřena ve znaménku, které nám udává rozdíl tlaků. Podle rovnice (12) rychlost vypařování a kondenzace jsou si rovny, ale to ve skutečnosti pravda není a dle tohoto tvrzení musíme respektovat zdrojový člen a kombinovat jej rozložením na dvě části:

$$S = m_c^\bullet + m_v^\bullet \quad (21)$$

kde: m_c^\bullet - časová derivace hmotnosti (hmotnostní tok) při kondenzaci páry

m_v^\bullet - časová derivace hmotnosti (hmotnostní tok) při vypařování kapaliny

Různé rychlosti jsou určeny různými velikostmi předepsaných empirických konstant, kterými násobíme pravou stranu této rovnice (18) u tohoto modelu.

5. Výpočtové modelování

5.1. Numerický popis

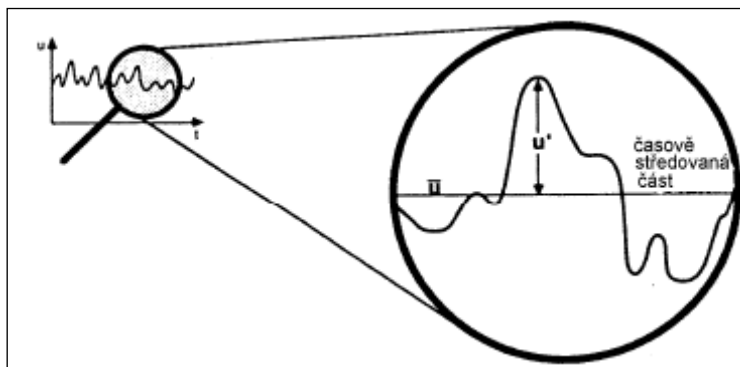
Pro řešení všech zadání úloh jsem použil počítačový program Fluent 6.3.26. Tento program je založen na metodě řešení konečných objemů. Na síti konečných objemů jsou řešeny tzv. rovnice RANS, což je označení pro Reynolds Average Navier-Stokes. Tedy do rovnice Navier-Stokesovy rovnice dosadíme za okamžitou hodnotu rychlosti a tlaku. Pro okamžitou hodnotu rychlosti použijeme součet časově středované hodnoty rychlosti a turbulentní fluktuace. S hodnotou tlaku pracujeme obdobně. Dále je pro počítání použita rovnice kontinuity pro nestlačitelnou kapalinu, která je taktéž upravena (29).

Vztah pro okamžitou rychlost:

$$v_i = \overline{v_i} + v_i' \quad (22)$$

Vztah pro okamžitý tlak:

$$p_i = \overline{p} + p' \quad (23)$$



- u_i - okamžitá rychlost
- $\overline{u_i}$ - časově středovaná složka rychlost
- u_i' - flukтуаční složka rychlosti

Obrázek 15: Zobrazení fluktuace a časově středované části [1]

Vztahy použité pro úpravu:

$$\overline{v_i} = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} v_i dt \quad (24)$$

$$\int_t^{t+T} v_i' dt = 0 \quad (25)$$

$$\overline{p_i} = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} p dt \quad (26)$$



$$\int_t^{t+T} p' dt = 0 \quad (27)$$

Úprava rovnice kontinuity pro nestlačitelnou kapalinu:

$$\frac{\partial v_i}{\partial x_i} = 0 \quad (28)$$

$$\int_t^{t+T} \frac{\partial v_i}{\partial x_i} dt = \frac{\partial}{\partial x_i} \int_t^{t+T} v_i dt = \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (29)$$

Navier – Stokesova rovnice:

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + \frac{\partial v_i}{\partial x_j} v_j = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (30)$$

1
2
3
4

- úprava jednotlivých členů N – S rovnice, tak abychom dostali RANS:

$$1: \int_t^{t+T} \frac{\partial v_i}{\partial t} dt = \frac{\partial}{\partial t} \int_t^{t+T} v_i dt = \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} \quad (31)$$

$$2: \int_t^{t+T} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} v_j dt = \int_t^{t+T} \frac{\partial}{\partial x_j} (v_i v_j) dt = \int_t^{t+T} \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{v}_i + v_i') \cdot (\bar{v}_j + v_j') dt =$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{v_i v_j} + \overline{v_i' v_j'} + \overline{v_i v_j'} + \overline{v_i' v_j}) dt = \frac{\partial}{\partial x_j} \int_t^{t+T} (\overline{v_i v_j} + \overline{v_i' v_j'}) dt =$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \overline{\overline{v_i v_j}} + \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{\overline{v_i' v_j'}} = \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{v_i v_j}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{v_i' v_j'}) =$$

$$\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} \bar{v}_j + \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{v_i' v_j'} \quad (32)$$

$$3: \int_t^{t+T} -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} dt = \frac{\partial}{\partial x_i} \int_t^{t+T} -\frac{1}{\rho} p dt = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial t} \int_t^{t+T} p dt = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} \quad (33)$$



$$4: \int_t^{t+T} \nu \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_j \partial x_j} dt = \nu \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_j} \int_t^{t+T} v_i dt = \nu \frac{\partial^2 \overline{v_i}}{\partial x_j \partial x_j} \quad (34)$$

Výsledný tvar RANS:

$$\frac{\partial \overline{v_i}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{v_i} \overline{v_j}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \overline{v_i}}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \overline{v_i v_j}}{\partial x_j} \quad (35)$$

τ_{ij} - tenzor turbulentních napětí → tento problém se řeší zavedením Boussinesqueovy hypotézy

Boussinesqueova hypotéza:

$$\tau_{ij} = \mu_t \left(\frac{\partial \overline{v_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{v_j}}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (36)$$

kde:

μ_t - turbulentní dynamická viskozita

δ_{ij} - Kroneckerovo delta

$\frac{2}{3} k \delta_{ij}$ - turbulentní tlak

$k = \frac{1}{2} \overline{v_i v_i}$ - turbulentní kinetická energie

5.2. Nastavení parametrů pro řešení u stěny

Pro mé řešení jsem použil dvourovnicový model turbulence s názvem realizable k-ε. Tento model používá dvě transportní rovnice pro určení turbulentní viskozity. Model je vhodný tam, kde probíhá složitější proudění např. odtržení mezní vrstvy.

Transportní rovnice pro turbulentní kinetickou energii k:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \overline{v_i} \frac{\partial k}{\partial x_i} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left[\overline{v_j} \left(\frac{\overline{v_j v_j}}{2} + \frac{p'}{\rho} \right) \right] - \overline{v_i v_j} \frac{\partial \overline{v_i}}{\partial x_j} - \nu \frac{\partial \overline{v_i} \partial \overline{v_i}}{\partial x_j \partial x_j} \quad (37)$$



Některé členy nelze normálně určit, proto je aproximujeme (modelujeme):

$$\text{difuzní člen: } -\frac{\partial}{\partial x_i} \left[v_j' \left(\frac{\overline{v_j' v_j'}}{2} + \frac{p'}{\rho} \right) \right] = \frac{v_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \quad (38)$$

$$\text{disipační člen } \varepsilon: \quad v \frac{\partial \overline{v_i' \partial v_i'}}{\partial x_j \partial x_j} = C_\mu \frac{k^{\frac{3}{2}}}{l} \quad (39)$$

$$l = C_D \cdot l_m \quad (40)$$

kde: l_m - směšovací délka (tuto hodnotu volíme)
 σ_k - Prandtlůva konstanta ($\sigma_k = 1$)
 $C_\mu = 0,09$
 $C_D = 0,548$

Transportní rovnice pro disipaci ε :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \overline{v_j} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(v \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} + \frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \overline{v_i' v_j'} \frac{\partial \overline{v_i'}}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (41)$$

$C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, \sigma_\varepsilon$ - konstanty (určují se podle experimentu)

$$v_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad - \text{Prandtl - Kolmogorovův vztah} \quad (42)$$

5.3. Modelování pomocí dvouvrstvého modelu

Použil jsem dvouvrstvý model, ve kterém je oblast rozdělena na dvě části. A to na oblast, ve které se projevuje vliv viskozity a dále na oblast plně turbulentní. U tohoto modelu je řešena celá oblast až ke stěně a proto je nutné dodržet bezrozměrnou tloušťku mezní vrstvy u stěny $y^+ < 5$, která závisí na hustotě výpočetní sítě. Hranice mezi oběma těmito oblastmi se řídí pomocí turbulentního Reynoldsova čísla (43):

$$Re_y = \frac{y^+ \cdot \overline{u}}{\nu} \quad (43)$$

kde: \overline{u} - středovaná hodnota rychlosti
 y^+ - bezrozměrná tloušťka mezní vrstvy
 ν - kinematická viskozita

rozdělení oblastí:

pro $Re_y > 300$:

Potom v této oblasti je plně rozvinuta turbulentní oblast. Používá se tu dvourovnicového modelu realizable $k - \epsilon$

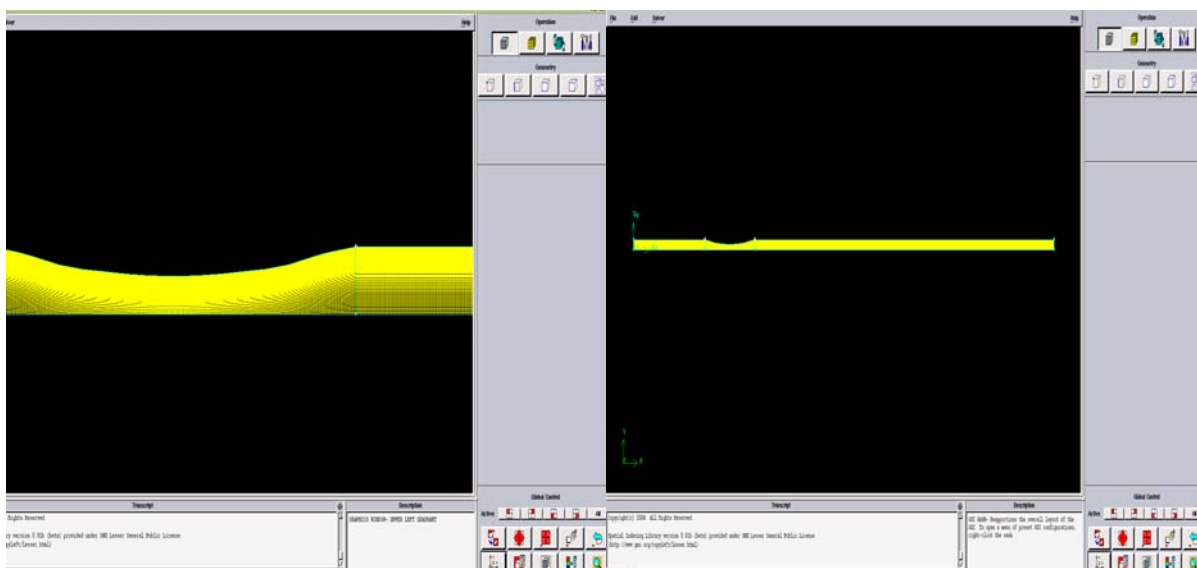
pro $Re_y < 300$:

Potom se tato oblast nachází v blízkosti stěny na rozdíl od předešlé varianty. Tato oblast je ovlivněna ve vyšší míře viskózními silami a používá se zde jednorovnicového modelu dle Wolfsheina.

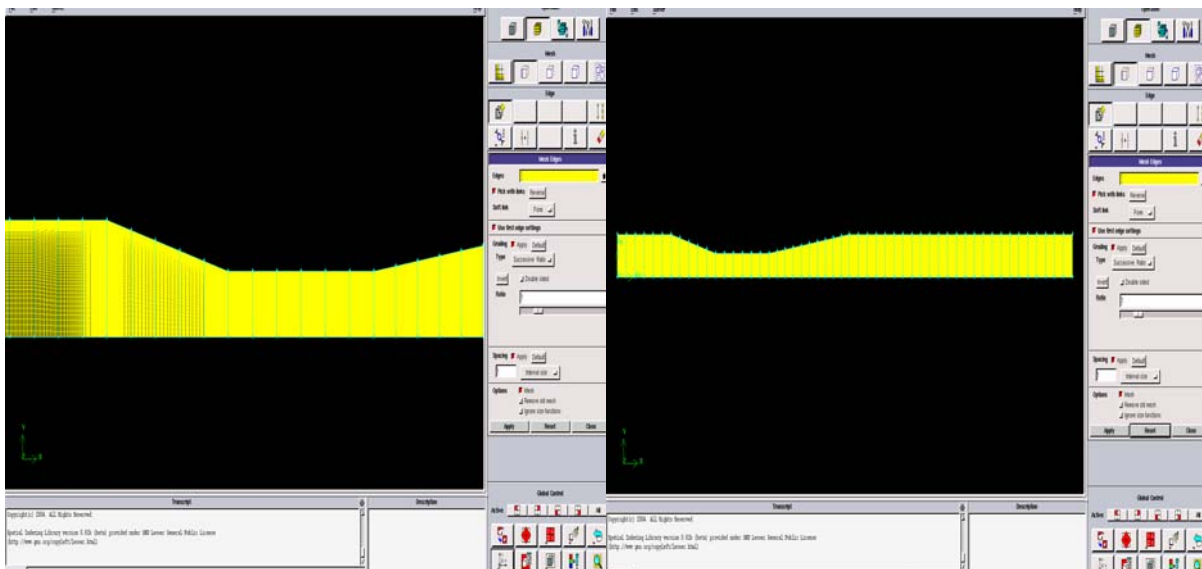
6. Řešení výpočetní sítě

6.1. Řešení geometrie ve 2D v programu Gambit

Pro řešení všech zadaných úkolů pro 2D proudění musíme dodržet nastavení dané hustoty výpočetní sítě a to abychom dosáhli patřičné bezrozměrné tloušťky mezní vrstvy, která se pohybuje o hodnotě $y^+ < 5$. Této hodnoty dosáhneme až po opakovaném zkoušení nastavení (zhuštění) sítě v blízkosti stěny. Pro řešení 2D úkolů sestavíme výpočtovou síť ve zjednodušené variantě geometrie Venturiho trubice viz. obr.16 a obr.17. Ve Fluentu po provedení nastavení vyhodnotíme výpočet pro jednofázová proudění. Necháme si v programu vykreslit graf y^+ nacházející se u stěny a sledujeme průběhy hodnot y^+ v závislosti na délce celé trubice. Hodnota daného intervalu, který máme splňovat byla při výpočtech v některých případech mírně překročena. Pokud by však hodnoty průběhu y^+ byly velmi výrazně nad intervalem, museli bychom v Gambitu síť opět přenastavit a nechat ji pro daný úkol ve Fluentu spočítat znovu.



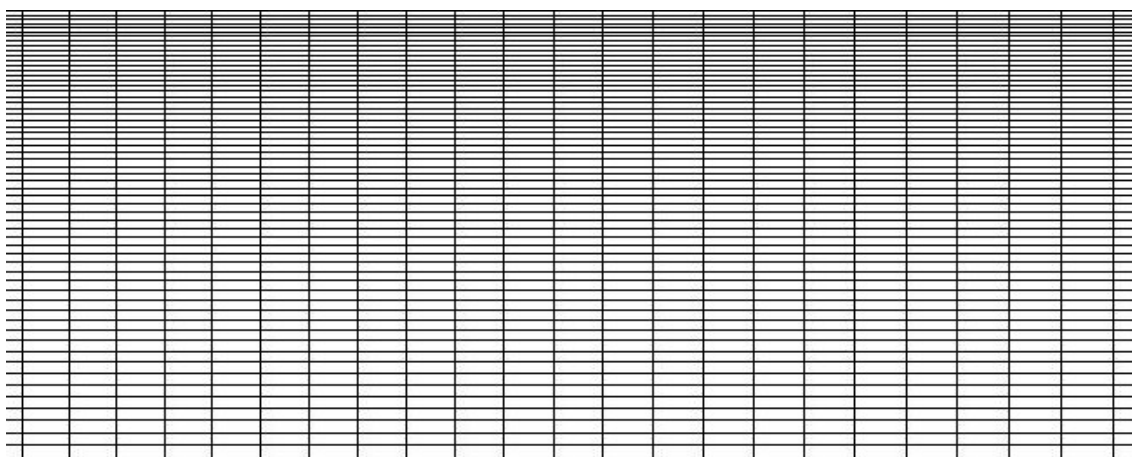
Obrázek 16: Ukázka zjednodušené geometrie a detail na zúžení Venturiho trubice ve 2D pro úkol č.1 (vytvořeno v programu Gambit)



Obrázek 17: Ukázka zjednodušené geometrie a detail na zúžení Venturiho trubice ve 2D pro úkol č.2 (vytvořeno v programu Gambit)

Pro řešení byla použita čtyřúhelníková výpočtová síť (obr.18). Tato síť urychluje výpočet díky prvkům ve tvaru čtyřúhelníku. Úhel mezi jednotlivými stranami daného prvku se má pokud možno pohybovat okolo hodnoty 90 stupňů.

Pro jednotlivá nastavení zvyšujících se průtoků se hodnota y^+ (tab.4, tab.5) v blízkosti stěny mírně měnila (navyšovala se, se zvětšujícím se průtokem). Celkový počet buněk zjednodušených výpočtových modelů vytvořených v Gambitu je udán viz. tab.3.



Obrázek 18: Ukázka sítě vytvořené v programu Gambit 2.3.16, čtyřúhelníková strukturovaná síť – schéma Map

| | Počet buněk |
|----------|-------------|
| Úkol č.1 | 123 000 |
| Úkol č.2 | 229 040 |

Tabulka 3: Hodnoty počtu buněk pro jednotlivá nastavení v Gambitu pro 2D trubici



| | max. y^+ | v [m·s ⁻¹] |
|------|------------|---------------------------|
| č.01 | 1.39 | 2.650064 |
| č.09 | 2.55 | 6.016244 |
| č.14 | 2.8 | 7.089465 |
| č.16 | 3.1 | 7.840934 |
| č.18 | 3.3 | 8.534325 |
| č.19 | 3.45 | 8.877609 |
| č.20 | 3,5 | 9.252913 |
| č.21 | 3.7 | 9.646505 |

Tabulka 4: Hodnoty maxima dosažených y^+ pro úkol č.1 u stěny vyhodnocených ve Fluentu pro 2D trubici

| | max. y^+ | v [m·s ⁻¹] |
|------|------------|---------------------------|
| č.01 | 2.7 | 2.206087 |
| č.06 | 4.6 | 4.460635 |
| č.07 | 5 | 4.900185 |
| č.09 | 5.2 | 5.300881 |
| č.10 | 5.3 | 5.503593 |
| č.12 | 5.35 | 6.017663 |
| č.13 | 5.9 | 6.221165 |
| č.15 | 6.1 | 6.640596 |

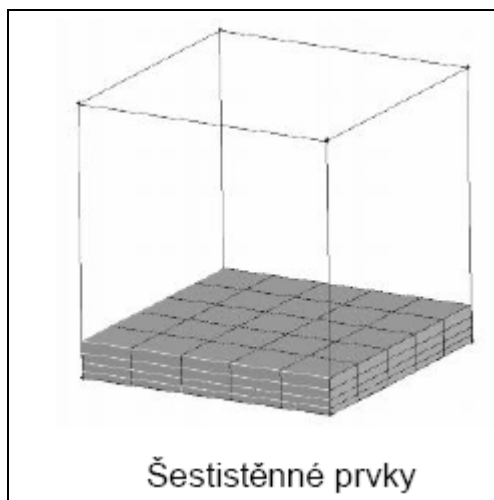
Tabulka 5: Hodnoty maxima dosažených y^+ pro úkol č.2 u stěny vyhodnocených ve Fluentu pro 2D trubici

6.2. Řešení geometrie ve 3D v programu Gambit

Postup řešení směřující k dosažení odpovídající hodnoty y^+ u stěny pro 3D proudění je prováděn obdobným způsobem, tak jako je uvedeno v předchozí podkapitole u 2D varianty geometrie. Interval hodnot y^+ se pro toto nastavení ve Fluentu pro 3D variantu proudění změnil.

V těchto výpočtech již nebylo využito dvouvrstvého modelování, jako se stalo při řešení 2D výpočtů. Využito bylo tzv.stěnové funkce, která v tomto případě odpovídá hodnotám v rozmezí intervalu $y^+ = 30$ až 100. Učiněno tak bylo kvůli veliké náročnosti na hardware počítače, který jsem měl k těmto výpočtům k dispozici. Dvouvrstvé modelování pro dosažení patřičné hodnoty $y^+ < 5$ u stěny totiž potřebuje daleko větší počet buněk abychom dosáhli patřičného zhuštění. Avšak mnohem vyšší hodnoty mohou 3D simulace značně navyšovat celkovým časem výpočtů a to hlavně dvoufázové výpočty.

Hodnota průběhu y^+ u stěny podél celé trubice by opět neměla výrazně převyšovat stanovenou hodnotu meze (tab.7, tab.8). Tabulky názorně ukazují, že hodnota u stěny narůstá se zvyšujícím se průtokem. Horní mez intervalu byla mírně překročena, týká se to hlavně vyšších hodnot průtoků, které jsou vypsány v tabulce.



Obrázek 19: Ukázka sítě vytvořené v programu Gambit 2.3.16, šestistěnné prvky [2]

V tomto případě byla použita výpočtová síť tvořená šestistěnnými objemovými prvky (obr.19). Počty buněk ve 3D se budeme snažit redukovat a držet je při hodnotě kolem 300 000 (tab.6).

| | Počet buněk |
|----------|-------------|
| Úkol č.1 | 314 470 |
| Úkol č.2 | 340 725 |

Tabulka 6: Hodnoty počtu buněk pro jednotlivá nastavení v Gambitu pro 3D trubici

| | max. y^+ | v [m·s ⁻¹] |
|------|------------|-----------------------------|
| č.01 | 34.7 | 2.650064 |
| č.09 | 72.8 | 6.016244 |
| č.14 | 84.3 | 7.089465 |
| č.16 | 92 | 7.840934 |
| č.18 | 3.3 | 8.534325 |
| č.19 | 104 | 8.877609 |
| č.20 | 109 | 9.252913 |
| č.21 | 115 | 9.646505 |

Tabulka 7: Hodnoty maxima dosažených y^+ u stěny pro úkol č.1 vyhodnocených ve Fluentu pro 3D trubici



| | max. y^+ | v [m·s ⁻¹] |
|------|------------|-----------------------------|
| č.01 | 35.4 | 2.206087 |
| č.07 | 83.6 | 4.900185 |
| č.09 | 92.6 | 5.300881 |
| č.10 | 97.4 | 5.503593 |
| č.12 | 109 | 6.017663 |
| č.13 | 114 | 6.221165 |
| č.15 | 123 | 6.640596 |

Tabulka 8: Hodnoty maxima dosažených y^+ u stěny pro úkol č.2 vyhodnocených ve Fluentu pro 3D trubici

6.3. Řešení geometrie a okrajové podmínky

Jak už bylo psáno, síť byla vytvořena v programu Gambit. Pro hraniční oblasti definujeme okrajové podmínky. Na vstupní profil je předepsána rychlostní okrajová podmínka a na výstupu je podmínka konstantního tlaku. Na stěnách nedefinujeme žádné podmínky a využijeme předdefinovanou nulovou rychlost (podmínka ulpívání $v = 0$).

6.4. Změna relaxačních faktorů

Z důvodu nelinearity diferenciálních rovnic nelze získat hodnoty všech proměnných řešením původně odvozených aproximačních schémat. Konvergence lze dosáhnout až užitím relaxace, která redukuje změny každé proměnné v každé iteraci. Relaxační parametry se mohou nastavit pro všechny počítané proměnné. Pro rychlosti se nastavují hodnoty velmi malé, řádově desítky až setiny. Přitom je vhodné během výpočtu tyto hodnoty měnit a tím urychlovat konvergenci, tzn. jestliže změny reziduálů jsou velké při přechodu od jedné iterace k druhé, nastaví se malý relaxační faktor a tím se tlumí nelinearity [1]. Snížením relaxačních parametrů se tlumí nelinearita, ale tyto změny se projeví zvýšením celkového času celého výpočtu. Změnu podrelaxačních faktorů (tab.9) jsem provedl před započítáním celého výpočtu u daného kavitačního modelu.

| | Původní nastavení podrelaxační faktory | Změna podrelaxačních faktorů |
|----------------------------|---|---------------------------------|
| Pressure | 0.3 | 0.1 |
| density | 1 | 0.1 |
| Body forces | 1 | 0.1 |
| momentum | 0.7 | 0.2 |
| Vaporization mass | - | 0.05 |
| vapor | - | 0.05 |
| Turbulent kinetic energy | 0.8 | 0.2 |
| Turbulent dissipation rate | 0.8 | 0.2 |
| Turbulent viscosity | 1 | 0.3 |

Tabulka 9: Hodnoty podrelaxačních faktorů

7. Samotný experiment

Výsledky, které jsem získal z numerické simulace proudění pomocí Fluentu pro obě varianty Venturiho trubice jsem dále porovnával s výsledky měření provedených v laboratořích. Experimentální zařízení (obr.20, obr.22) bylo vyhotoveno na Energetickém ústavu odboru fluidního inženýrství Victora Kaplana Fakulty strojního inženýrství, VUT Brno.

7.1. Demonstrace kavitace pro úkol č. 1

Obr.20 demonstruje zapojení celého obvodu v laboratořích, detail na Venturiho trubici je v pravém spodním rohu obrázku.



Obrázek 20: Experimentální zařízení a detail Venturiho trubice (úkol č.1)

Použité prvky a přístrojové vybavení:

Venturiho trubice:

Plexisklová trubice, která je zhruba v první třetině zúžená a z bezpečnostních důvodů byla vložena do ochranné plexi trubice.

Nádrž

*Cirkulační čerpadlo:*

CALPEDA, typ MXH 805, $H_{\max} = 54$ m, při $Q = 5$ m³/hod, otáčky $n = 2800$ min⁻¹

Snímač p_1 - vstup:

Typ DMP 331, výrobce BD SENSORS s.r.o., měřicí rozsah (0 - 4) bar A, přesnost $\pm 0,25$ %, výstupní signál (0 - 20) mA, výr. č. 36969

Snímač p_2 - výstup:

Typ DMP 331, výrobce BD SENSORS s.r.o., měřicí rozsah (0 - 2,5) bar A, přesnost $\pm 0,25$ %, výstupní signál (0 - 20) mA, výr. č. 320839

Snímač p_a - atmosféra:

Typ DMP 331, výrobce BD SENSORS s.r.o., měřicí rozsah (0 - 1,6) bar A, přesnost $\pm 0,25$ %, výstupní signál (0 - 20) mA, výr. č. 322631

Uzavírací ventil:

Regulační ventil DN25, tlaková třída PN10

Průtokoměr:

IFM4080K, DN32, výrobce KROHNE, měřicí rozsah (0 - 4) l·s⁻¹, přesnost měření $\pm 0,5$ % z měřené hodnoty, výstupní signál (4 - 20) mA, výr. č. A9512222

Zdroj napětí k napájení snímačů:

Typ BK 123, výrobce TESLA Brno, rozsah výstupního napětí (0 - 20) V/ 1A, výr. č. 92 1916

Hadice:

Vodovodní hadice, pracovní tlak 1 MPa, průměr 25/32 mm

Měřicí počítač:

Měřicí počítač pro záznam a zpracování dat s měřicí kartou PCL 812 - PG, max. chyba A/D převodníku $\pm 0,015$ % z měř. h. + 1 digit

Měřicí software:

INMES 812, verze 911127, č. licence pro VUT Brno FSI - OFI V. K.: 1A0039, vzorkovací frekvence 10 Hz, doba měření: 30s

Fyzikální vlastnosti vody:

Hustota $\rho = 1000$ kg·m⁻³

Kinematická viskozita $\nu = 1 \cdot 10^{-6}$ m²·s⁻¹

Při proudění tryskou se voda nepatrně ohřívá, ale pro náš případ a ve výpočtu nebudeme brát tento ohřev v úvahu.

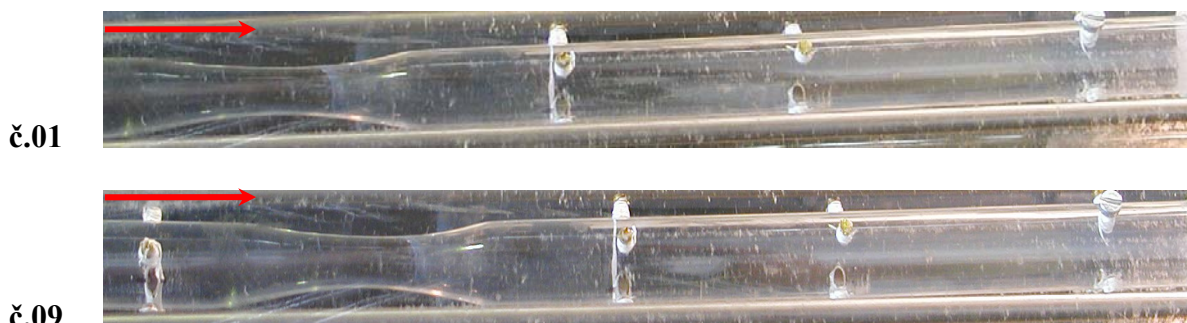
Postup měření byl takovýto:

Cirkulační čerpadlo vhánělo do sestaveného obvodu vodu a ventilem byl regulován průtok od minimální hodnoty postupně až k hodnotě maximální z hlediska vzniku kavitační oblasti. Průběžně bylo fotografováno proudění v trubici, které odpovídá jednotlivým průtokům až do doby, kdy se celá Venturiho trubice za tryskou zaplnila vodní párou.

Na fyzikálním zařízení byly měřeny absolutní tlaky před a za trubicí, atmosférický tlak a objemový průtok. Výsledky z měření jsou uvedeny následovně viz. tab.10. Na obr.21 jsou očíslovány fotografie pořízené z experimentu, které odpovídají číslování viz.tab.10. Hodnoty v barevně zvýrazněných řádcích tabulky jsem použil k výpočtu pro numerickou simulaci. Výsledky simulace jsem potom porovnával s experimentem. Na fotografiích (obr.21) jsou zobrazeny velikosti kavitačních oblastí, které jsou v trysce patrné. Samozřejmě se zvyšujícím průtokem nabývá kavitační oblast na délce v trysce a za ní.

| | p_1 [kPa] | p_2 [kPa] | p_a [kPa] | Q [l·s ⁻¹] | v [m·s ⁻¹] |
|-------------|----------------|----------------|----------------|-----------------------------|-----------------------------|
| č.01 | 100.2714 | 93.75304 | 98.0809 | 0.532827 | 2.650064 |
| č.02 | 107.1812 | 95.73081 | 98.15216 | 0.718523 | 3.573657 |
| č.03 | 120.1555 | 98.85259 | 98.15397 | 0.951011 | 4.729963 |
| č.04 | 126.9873 | 100.5791 | 98.15497 | 1.061359 | 5.278791 |
| č.05 | 128.9386 | 100.9931 | 98.16385 | 1.085326 | 5.397994 |
| č.06 | 131.2027 | 101.5183 | 98.19422 | 1.116119 | 5.551146 |
| č.07 | 133.888 | 102.0844 | 98.21598 | 1.148562 | 5.712505 |
| č.08 | 135.179 | 102.423 | 98.23556 | 1.166295 | 5.800702 |
| č.09 | 138.5869 | 103.2023 | 98.23565 | 1.209632 | 6.016244 |
| č.10 | 143.5544 | 103.7394 | 98.23593 | 1.23854 | 6.160021 |
| č.11 | 153.5555 | 104.5641 | 98.23846 | 1.281238 | 6.372385 |
| č.12 | 166.3834 | 105.6094 | 98.24218 | 1.336285 | 6.646167 |
| č.13 | 179.3458 | 106.623 | 98.2459 | 1.387558 | 6.901179 |
| č.14 | 189.8665 | 107.3382 | 98.2993 | 1.425415 | 7.089465 |
| č.15 | 210.2358 | 109.029 | 98.31135 | 1.50353 | 7.477979 |
| č.16 | 230.9923 | 110.6358 | 98.31489 | 1.576506 | 7.840934 |
| č.17 | 252.0062 | 112.1473 | 98.31706 | 1.647361 | 8.193339 |
| č.18 | 272.3749 | 113.8466 | 98.31706 | 1.71592 | 8.534325 |
| č.19 | 292.8487 | 115.4342 | 98.31715 | 1.784941 | 8.877609 |
| č.20 | 315.2592 | 117.5135 | 98.31715 | 1.8604 | 9.252913 |
| č.21 | 342.1244 | 119.599 | 98.31725 | 1.939536 | 9.646505 |

Tabulka 10: Tabeleární přehled naměřených hodnot při fyzikálním experimentu (úkol č.1)



č.10



č.11



č.12



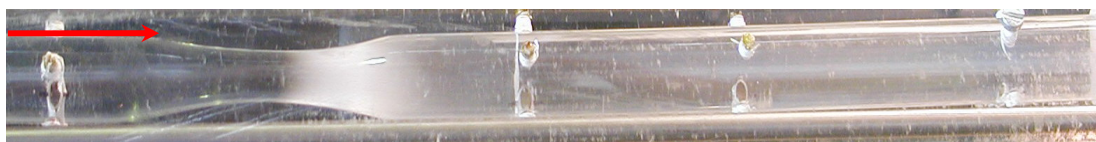
č.13



č.14



č.15



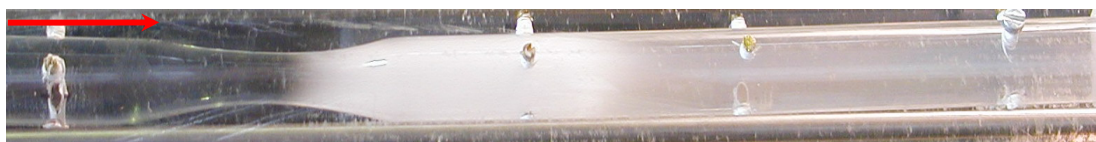
č.16



č.17



č.18



č.19



č.20



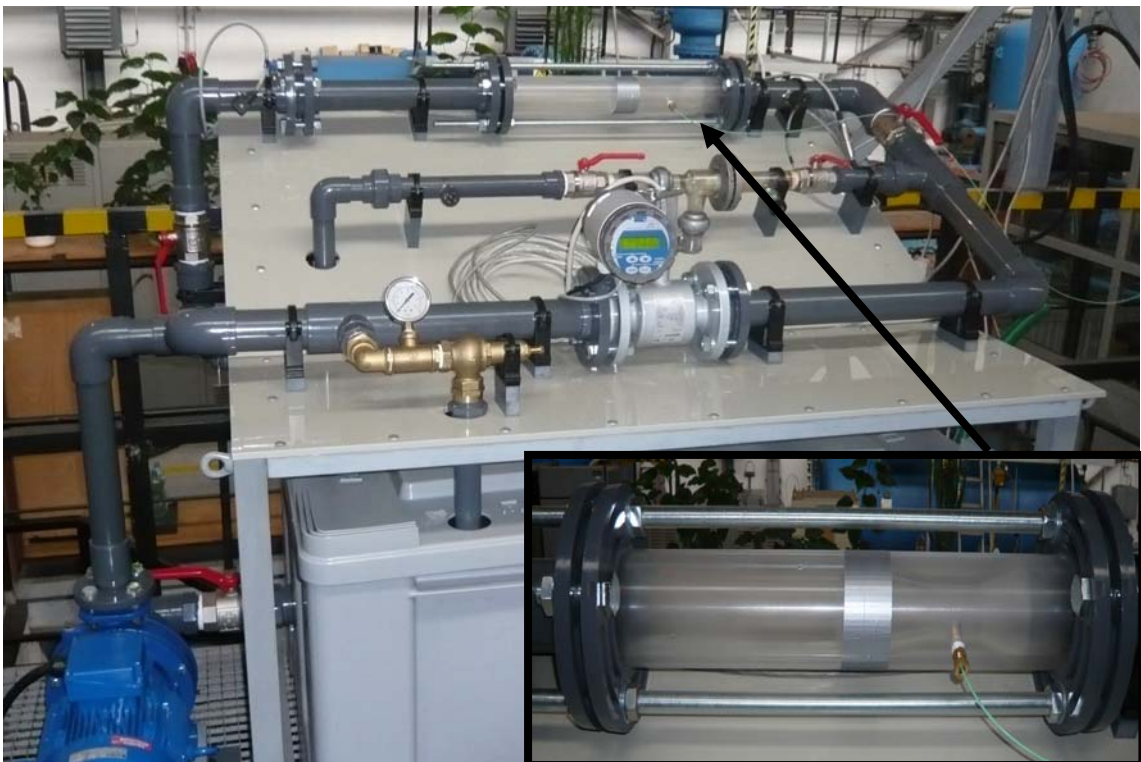
č.21



Obrázek 21: Zobrazení fyzikálního experimentu (úkol č.1)

[7.2. Demonstrace kavitace pro úkol č. 2](#)

Na obr.22 je zapojení celého zkušebního stavu i s detailem na Venturiho trubici, který je zobrazen v pravém spodním rohu.



Obrázek 22: Experimentální zařízení s Venturiho trubicí a detail na trubici (úkol č.2)

Použité prvky a přístrojové vybavení:

Venturiho trubice:

Plastová trubice, která se skládá ze dvou částí a je zhruba v první třetině zúžená.



Nádrž

Čerpadlo:

LOWARA, FHE – 40 – 200/75P, inv. Č. 1000185253

Snímač tlaku p_1 před tryskou - vstup:

Typ DMP 331, výrobce BD SENSORS s.r.o. Uh. Hradiště, měřící rozsah 600 kPa (A), přesnost $\pm 0,25$ %, proudový výstup 0 - 20 mA, výr. č. 114271197

Snímač tlaku p_2 za tryskou - výstup:

Typ DMP 331, výrobce BD SENSORS s.r.o. Uh. Hradiště, měřící rozsah 250 kPa (A), přesnost $\pm 0,25$ %, proudový výstup 0 - 20 mA, výr. č. 114271196

Snímač tlaku p_a – atmosféra:

Typ DMP 331, výrobce BD SENSORS s.r.o. Uh. Hradiště, měřící rozsah 160 kPa (A), přesnost $\pm 0,25$ %, proudový rozsah 0 – 20 mA, výr. č. 114961197

Indukční průtokoměr:

ELA Brno, typ MQCI 99 – C, DN50, měřící rozsah 0 - 20 l·s⁻¹, přesnost $\pm 0,5$ % z rozsahu, proudový výstup 4 – 20 mA, výr. č. A951222

Zdroj napětí:

Stejnoseměrný stabilizovaný zdroj TESLA BK 123, rozsah výstupního napětí 0 - 20 V, in. č. 3340202767

Měřicí počítač:

Měřicí počítač pro záznam a zpracování dat Intel Pentium DualCore E6300, 4GB RAM s měřicí kartou NI USB – 6216 a NI PCIe - 6351

Měřicí software:

Měření bylo prováděno s využitím vlastního měřicího programu podporovaného v prostředí LabVIEW 2009, licencovaného na VUT v Brně.

Frekvence vzorkování 400 kHz a 1 kHz, doba měření 0,4 a 30 sekund

Fyzikální vlastnosti vody:

Hustota $\rho = 1000 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$

Kinematická viskozita $\nu = 1\cdot 10^{-6} \text{ m}^2\cdot\text{s}^{-1}$

Při proudění tryskou se voda nepatrně ohřívá, ale pro náš případ a ve výpočtu nebudeme brát tento ohřev v úvahu.

Postup měření byl takovýto:

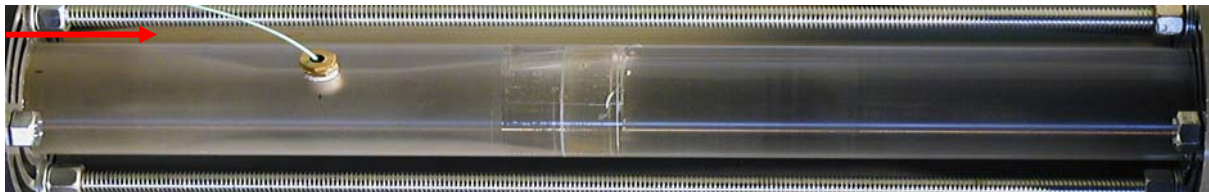
Měření bylo velmi podobné jako v předešlé podkapitole a změny se týkaly regulace průtoku otáčkami čerpadla. Čerpadlo vhnělo do sestaveného obvodu vodu a pomocí otáček čerpadla jsme postupně měnili velikost nastaveného průtoku. Nastavení probíhalo od hodnoty minimální, až po hodnotu maximální z hlediska vzniku kavitační oblasti. V jednotlivých bodech nastavených průtoků jsme pořizovali fotografie a tyto odpovídají jednotlivým

průtokům. V průtocích jsme pokračovali postupně po jednotlivých bodech až do doby, kdy se trubice za tryskou zaplnila vodní párou viz.obr.23. Tak jako u předešlého úkolu č.1 tak i tady byly na fyzikálním zařízení měřeny absolutní tlaky před a za trubicí, atmosférický tlak a objemový průtok. Naměřené hodnoty jsou uvedeny následovně viz.tab.11. Na obr.23 jsou fotografie pořízené z měření a číslo u každé fotografie odpovídá číslu viz.tab.11. Hodnoty v tabulce barevně označené v řádcích, jsem použil k výpočtu numerické simulace ve Fluentu a výsledky jsem porovnával s provedeným experimentem.

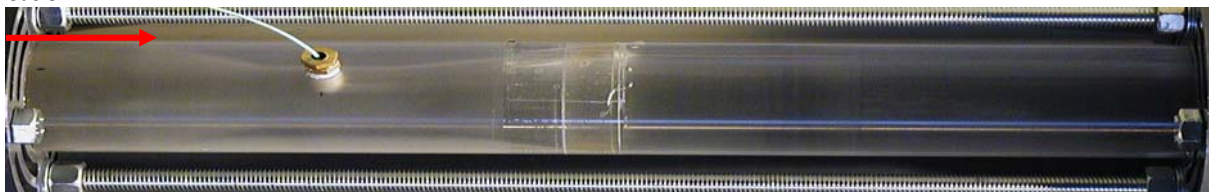
| | p_1 [kPa] | p_2 [kPa] | p_a [kPa] | Q [l·s ⁻¹] | v [m·s ⁻¹] |
|-------------|----------------|----------------|----------------|-----------------------------|-----------------------------|
| č.01 | 103.4506 | 99.04374 | 97.18529 | 4.975329382 | 2.206086828 |
| č.02 | 109.3645 | 102.7812 | 97.18529 | 6.058775832 | 2.686492598 |
| č.03 | 115.5257 | 106.698 | 97.18529 | 7.036866908 | 3.120183249 |
| č.04 | 122.6949 | 111.2729 | 97.18529 | 8.048703373 | 3.56883678 |
| č.05 | 130.4062 | 116.065 | 97.18529 | 9.017856486 | 3.998564292 |
| č.06 | 139.5478 | 121.9315 | 97.18529 | 10.05995134 | 4.460634551 |
| č.07 | 149.1577 | 127.8708 | 97.18529 | 11.05125816 | 4.900185132 |
| č.08 | 153.489 | 130.7024 | 97.18529 | 11.46032067 | 5.081565569 |
| č.09 | 157.2848 | 134.127 | 97.18529 | 11.95493781 | 5.30088137 |
| č.10 | 170.1054 | 137.5285 | 97.18529 | 12.41210711 | 5.503592606 |
| č.11 | 183.6595 | 141.1721 | 97.18529 | 12.92428302 | 5.73069406 |
| č.12 | 202.8097 | 145.9308 | 97.18529 | 13.571476 | 6.017662781 |
| č.13 | 217.3249 | 149.6197 | 97.18529 | 14.03042904 | 6.221164935 |
| č.14 | 233.2513 | 153.7524 | 97.18529 | 14.56975381 | 6.460304333 |
| č.15 | 247.2209 | 157.4091 | 97.18529 | 14.97636008 | 6.640595661 |

Tabulka 11: Tabeleární přehled naměřených hodnot při fyzikálním experimentu (úkol č.2)

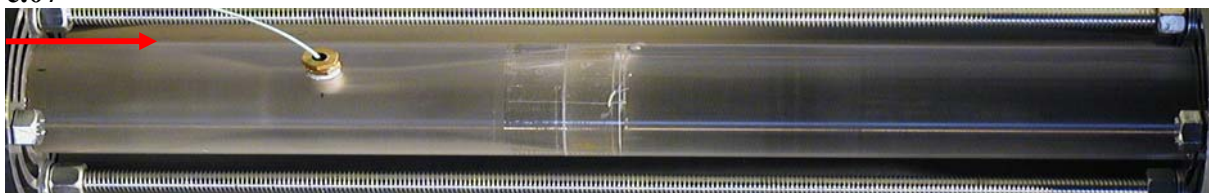
č.01



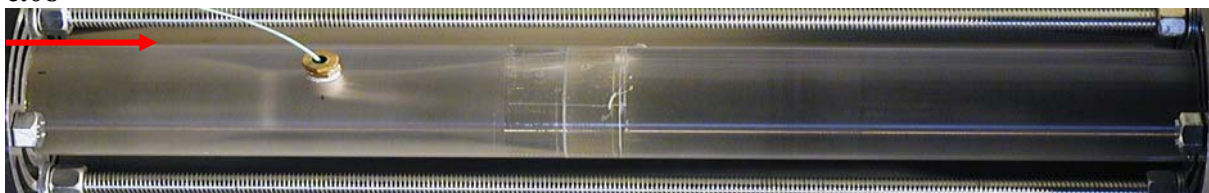
č.06



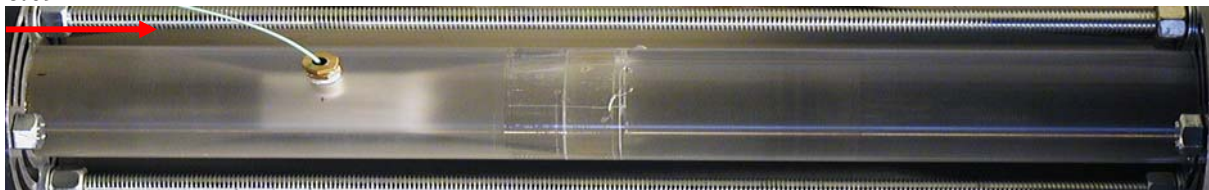
č.07



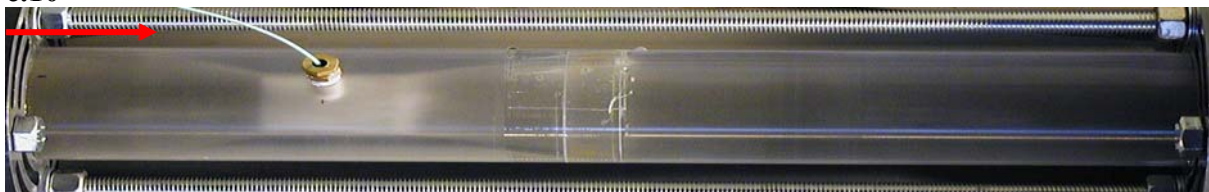
č.08



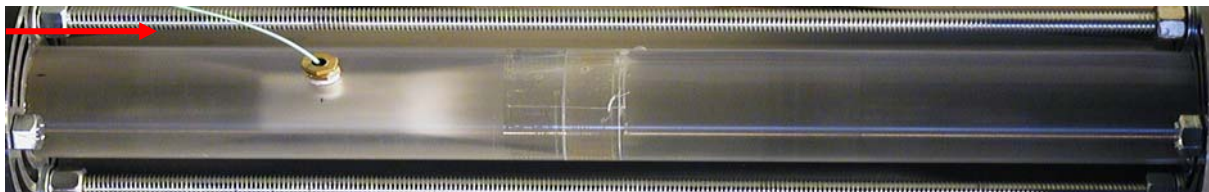
č.09



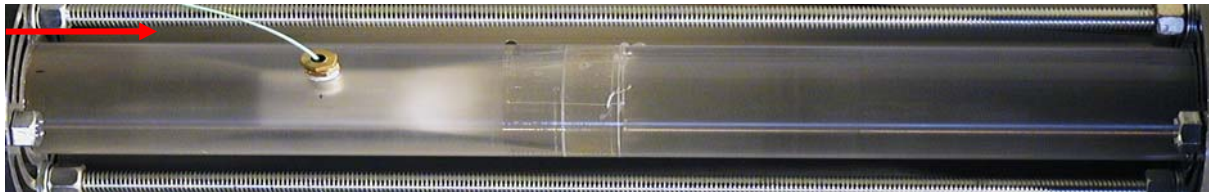
č.10



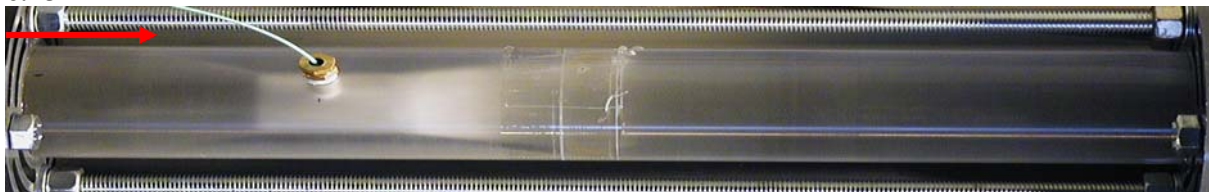
č.11



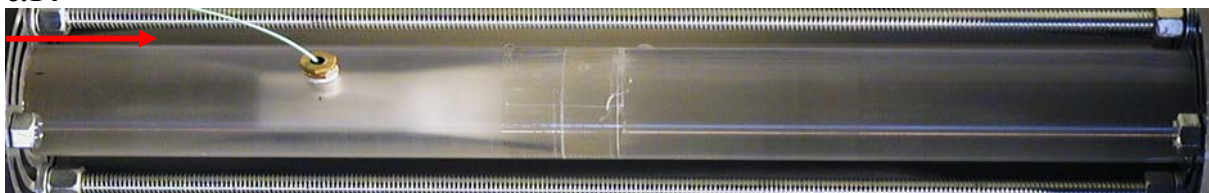
č.12



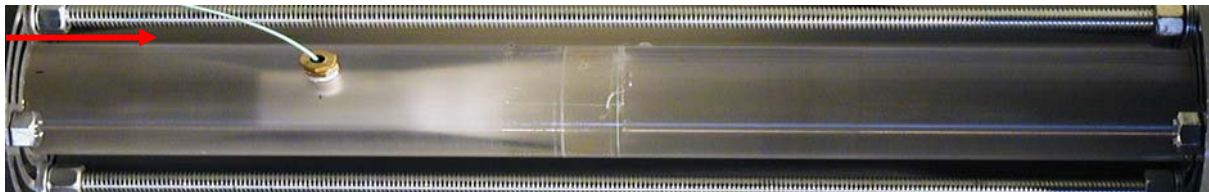
č.13



č.14



č.15



Obrázek 23: Zobrazení fyzikálního experimentu (úkol č.2)

8. Postup řešení

Výpočty jsem realizoval v následujícím pořadí:

K numerické simulaci proudění ve Venturiho trubicích pro 2D i 3D úkoly jsem využil počítačový program Fluent 6.3.26. Postup řešení byl následující. Nejprve jsem v tomto programu nechal provést základní výpočty, které se týkaly jednofázového proudění (voda). Z výsledků simulace jsem vyhodnotil grafický průběh statického tlaku v závislosti na délce trubice (obr.24). Ze závislosti nás zajímá hodnota statického tlaku v trysce a v tomto místě sledujeme jestliže hodnota tlaku klesla až k hodnotám tlaku nasycených par.

Další výpočet se potom již týkal vícefázového proudění s uvažováním kavitace (voda + vodní pára).

Po nastavení okrajových podmínek a fyzikálních vlastností proudícího média ve Fluentu, byla skutečnost taková, že provedení úplně prvního výpočtu, v němž kavitace ještě nevznikala, byl prakticky testovací. U simulace jednofázového proudění 2D i 3D úkolů pro danou geometrii s tryskou (zúžením a rozšířením průřezu), šlo prakticky o testování vhodnosti použití výpočtové sítě vytvořené v Gambitu.

8.1. Postup realizace výsledků z numerické simulace

č. 01: pro $Q = 0.532827 \text{ l}\cdot\text{s}^{-1} \approx v = 2.650064 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$

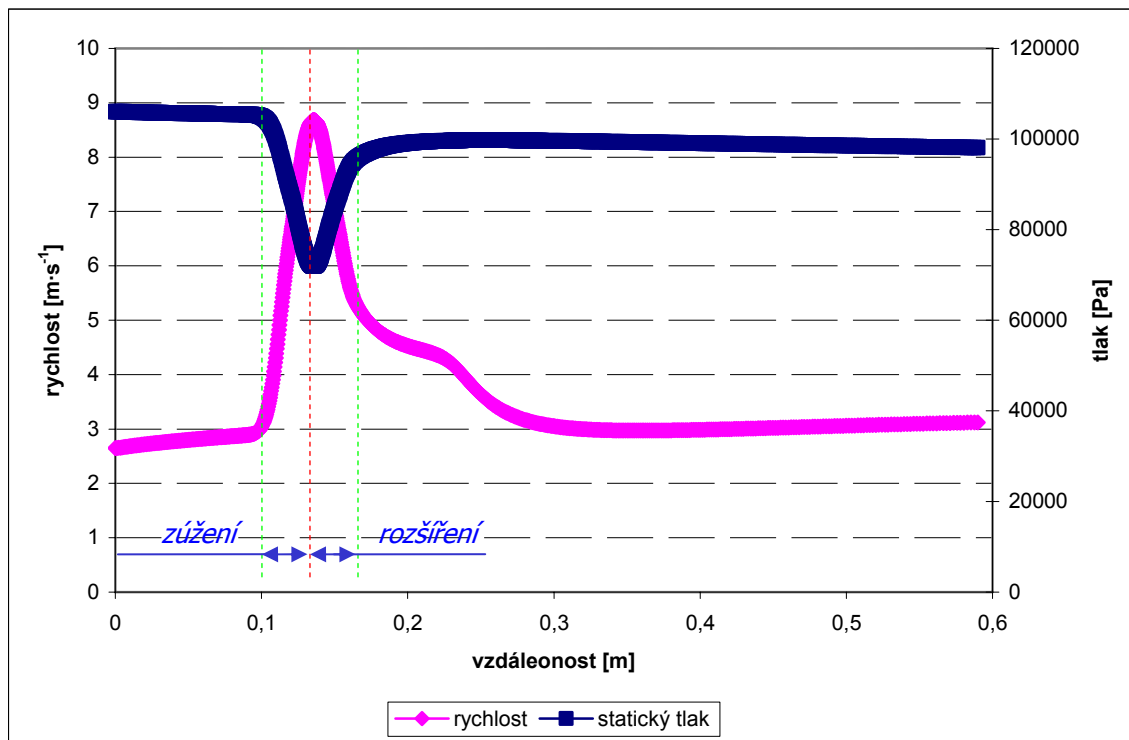
Na obr.24 je vykreslen průběh statického tlaku a v místě trysky (na obrázku je označena jako zúžení a rozšíření) se projevuje veliký pokles tlaku. Avšak v tomto případě hodnota tlaku nedosahuje hodnot tlaku nasycených par a tudíž ke kavitaci nedojde. V případě vzniku kavitace by se hodnota tlaku měla pohybovat asi okolo 2300 Pa. Tímto případem průtoku se dále nebudeme zabývat.

č. 14: pro $Q = 1.8604 \text{ l}\cdot\text{s}^{-1} \approx v = 7.09 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$

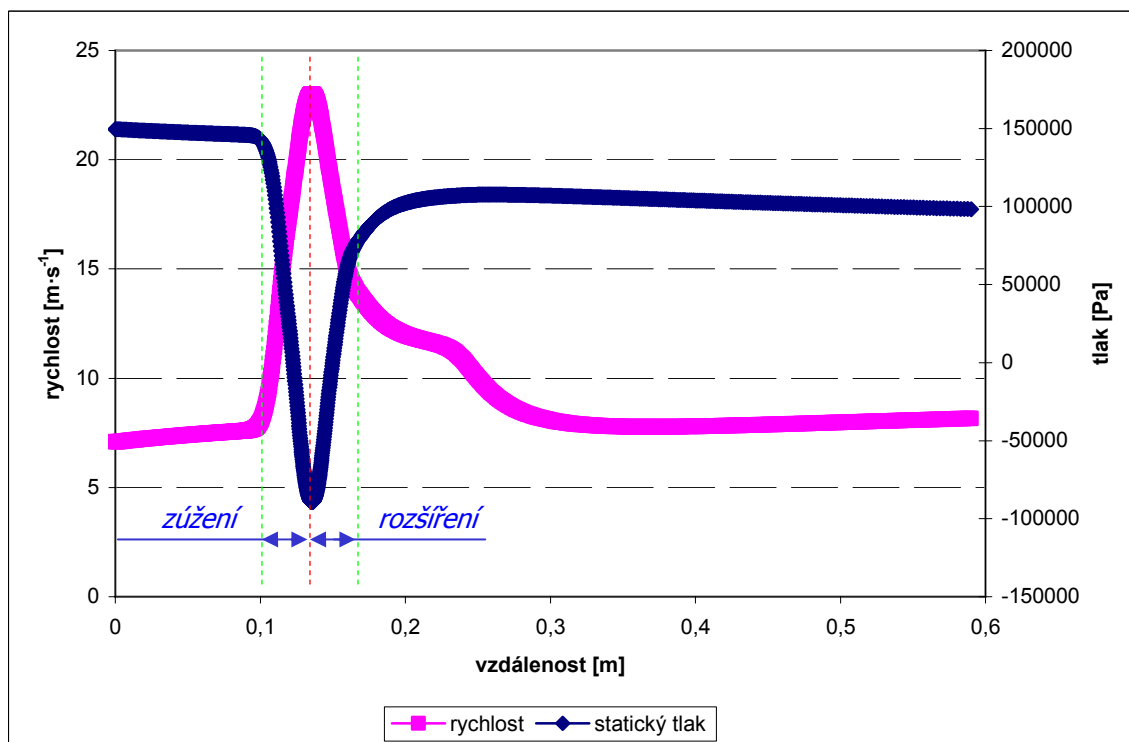
Řešení bez kavitace:

Stejně jako u předešlého příkladu je i tady na obr.25 vykreslen průběh statického tlaku, tryska (na obrázku je označena jako zúžení a rozšíření) a v těchto místech se projevuje výrazný pokles tlaku. Na základě toho zjistíme zda je nutno zabývat se kavitací či nikoli. Dle numerické simulace došlo ke snížení tlak v trysce až na hodnotu -95 000 Pa. Tato hodnota je

vyjádřena v absolutním tlaku a nachází se výrazně pod tlakem nasycených par. Dle grafu je tedy zřejmé, že numerický výpočet výrazně podhodnocuje hodnotu tlaku i přestože výpočet dobře zkonvergoval.



Obrázek 24: Graf závislosti vztažen k ose trubice při jednofázovém 2D proudění (voda)

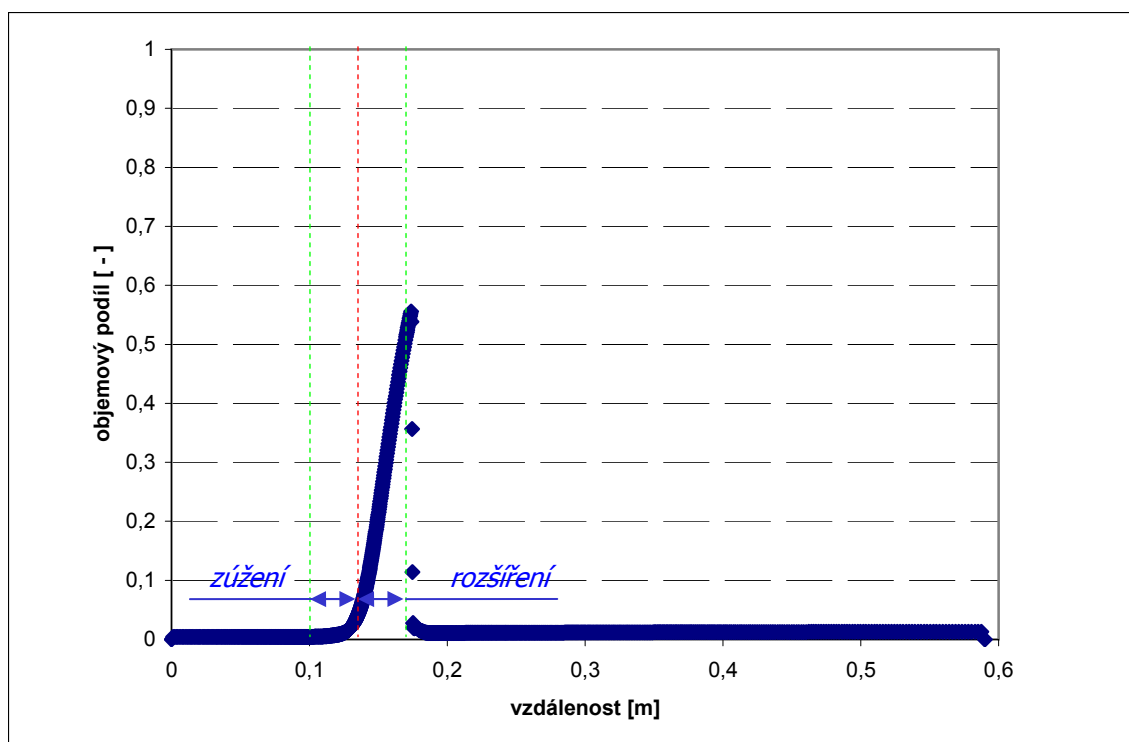


Obrázek 25: Graf závislosti vztažen k ose trubice při jednofázovém 2D proudění (voda)

č. 14: pro $Q = 1.8604 \text{ l}\cdot\text{s}^{-1} \approx v = 7.09 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$

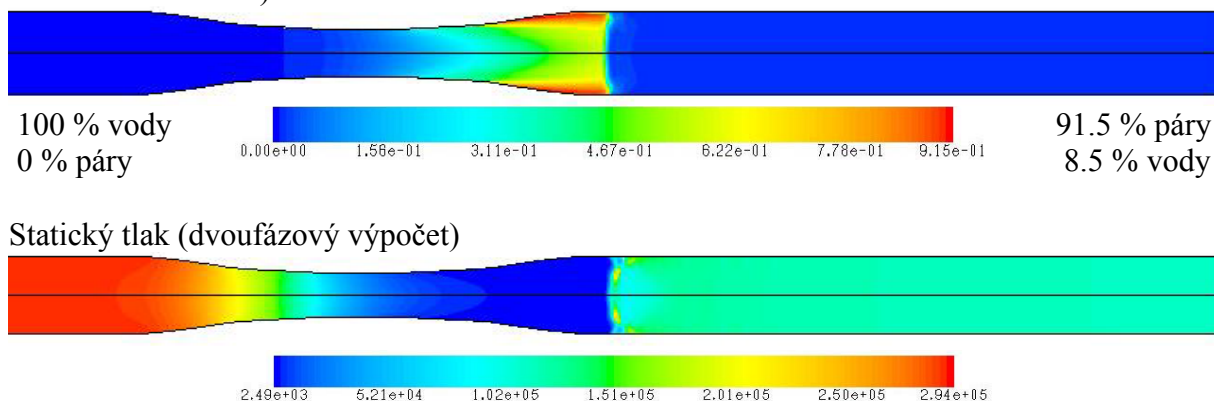
Řešení s kavitací:

Tato varianta úkolu je shodná v použití stejné geometrie, avšak zde již použijeme vícefázový model pro kavitaci. V trysce klesne tlak na takovou hodnotu, při níž dochází k výskytu par (obr.26).



Obrázek 26: Graf průběhu skupenství, objemový podíl vztažen k ose trubice při dvoufázovém 2D proudění (samotná voda odpovídá hodnotě 0, pára se blíží k hodnotě 1)

Objemový podíl fází při dvoufázovém proudění (samotná voda se nachází na hodnotě 0, pára se blíží k hodnotě 1)



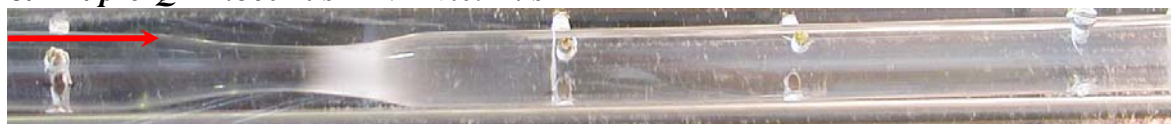
Obrázek 27: Kontury rozložení páry a statického tlaku pro 2D proudění (Objemový podíl je vyjádřen v bezrozměrných jednotkách, pro názornost je převeden na procenta a statický tlak je v pascálech.)

Délka oblasti rozložení páry odpovídá délce oblasti s nízkým statickým tlakem v řešené oblasti geometrie. Při srovnávání obou obrázků (obr.27) je vidět, že velikost kavitační oblasti u horního obrázku odpovídá rozměru velikosti s nízkým tlakem na spodním obrázku.

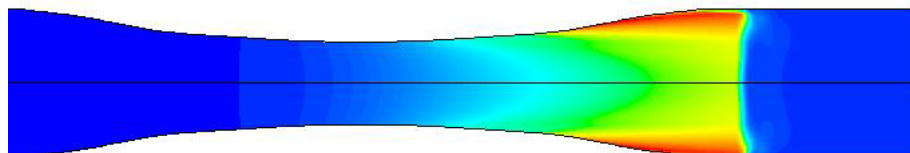
Počátek kavitační oblasti posuzují dle hodnoty vyjádřené z objemového podílu fází (voda/pára), který je stanoven z výsledků numerické simulace. Hodnota objemového podílu pro páru má v daném místě trysky dosahovat dle dohody minimálně čísla 0.8, což je počátek kavitační oblasti, kterou již nezanedbáváme. Číslo se může blížit až k hodnotě 1, což odpovídá maximu. Toto číslo vyjadřuje procentuelní podíl páry, která se vyskytuje v daném místě. Pokud se toto hraniční číslo pohybuje neustále pod hodnotou 0.8, potom se v trysce plně rozvinutá kavitace ještě nevyskytuje a tuto pro náš případ zanedbáme.

Na obr.28 považujeme kavitační oblast již za plně rozvinutou, protože objemový podíl páry dle numerické simulace byl vypočten pro dané místo o maximální hodnotě 0.915. Ve směru proudění v rozšíření trysky vzniká pára. Vizuální porovnání experimentu s výsledky numerické simulace (obr.28) se v některých případech o dost liší (viz. další kapitola).

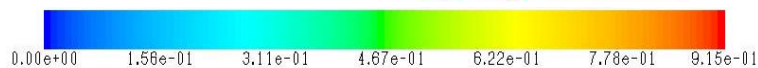
č. 14: pro $Q = 1.8604 \text{ l}\cdot\text{s}^{-1} \approx v = 7.09 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$



- detail zúžení:



100 % vody
0 % páry



91.5 % páry
8.5 % vody

Obrázek 28: Porovnání velikosti rozložení páry u fyzikálního a numerickým experimentem při 2D proudění (Objemový podíl je vyjádřen v bezrozměrných jednotkách, pro názornost je převeden na procenta.)



9. Popis výsledné numerické simulace

9.1. Zaoblená Venturiho trubice pro 2D proudění úkol č.1

Porovnání kontur rozložení páry a statického tlaku:

(Přílohy 1 a 2)

Délková oblast rozložení páry odpovídá nízkému statickému tlaku v řešené oblasti geometrie trubice. Při srovnávání obou obrázků (objemové fáze a statického tlaku) je pro jednotlivá zadání průtoku zřetelně vidět, že horní obrázek délkové velikosti kavitační oblasti odpovídá úseku s nízkým statickým tlakem na spodním obrázku. Pro jednotlivá nastavení zvyšujícího průtoku v jednotlivých bodech se velikost úseku s parou, i úsek s nízkým statickým tlakem postupně zvětšuje až se začínají blížit k výstupní hraně trubice. Na konturách tlaku je nepatrně vidět pulzování, které se jeví za tryskou jako trochu zvrásněná oblast, toto můžeme pozorovat v bodě č.18 viz. příloha 2.

Řešení úkolu pro 2D proudění směsi, není úplně samo o sobě věrohodné. Při srovnávání obrázků z numerické simulace s obrázky provedenými při experimentu, jsou délky oblastí s parou shodující v bodech od nejnižšího počítaného průtoku (bodu) až do bodu č.16. Při vyšších průtocích se již výsledky neshodují.

Porovnání kontur rozložení velikosti rychlosti:

(Přílohy 3 a 4)

Velikost průtoku dle zadání (od nejnižšího bodu až po nejvyšší bod) se úměrně zvětšuje a to i v trysce a i za ní, ten reaguje na zúžený průtočný průřez o to větší rychlostí proudění (viz. přílohy 5, 7, 11, 15 19, 23, 27, 31). Jak již bylo uvedeno v této diplomové práci, dochází v trysce a za ní ke snižování tlaku a opačnou reakcí na tuto skutečnost je zvýšení rychlosti proudu kapaliny. Dále jsem zde vyhotovil obrázky vektorů rychlostí (viz. příloha 4), které lépe vystihují směr proudění kapaliny.

9.2. Zaoblená Venturiho trubice pro 3D proudění úkol č.1

Porovnání kontur rozložení páry a statického tlaku:

(Přílohy 63 a 64)

Tak jako při řešení proudění ve 2D geometrii, je tomu tak i při řešení 3D proudění a to že délková oblast rozložení páry odpovídá oblasti s nízkým statickým tlakem v řešené geometrii této trubice (viz. příloha 64). U numerické simulace délková velikost kavitační oblasti horního obrázku odpovídá oblasti snížení tlaku na spodním obrázku. Porovnáním numerického experimentu s fyzikálním jsem však zjistil, že výsledky jsou věrohodné až při vyšších průtocích. Při porovnání výsledků proudění směsi z numerické simulace ve 3D s výsledky simulace ve 2D, došlo tady k opaku. A to takovému, že rozložení páry u simulace je věrohodné s výsledky pořízenými při experimentu, které odpovídá až měřenému bodu od č.19. Další věrohodné porovnání následuje s dalšími měřenými body až po nejvyšší bod.



Porovnání kontur rozložení velikosti rychlosti:

(Příloha 65)

Na obrázku (viz. příloha 65), který odpovídá měřenému průtoku v bodě č.09 je patrné, že se dle objemového podílu fázi kavitace ještě plně neprojevila. Tuto skutečnost lze pozorovat i z oblasti vysokého rychlostního pole vycházejícího z trysky, které není náhle ukončeno snížením velikosti rychlosti tak jako v ostatních bodech s vyšším průtokem (např. bod č.14). Obarvené proudnice velikostí rychlosti mezi vstupem a výstupem trubice (viz. příloha 69) nám zobrazují, že v bodě č.09 při výstupu z trysky se některé z nich zakřívují. Při porovnání 2D a 3D úkolů, je u 2D proudění v bodě č.09 patrné, že se kavitace již projevila, ale při proudění ve 3D tomu tak není. Jak již bylo výše uvedeno, v trysce a za ní dochází ke snižování tlaku a reakcí na to je zvýšení velikosti rychlosti proudu kapaliny. O tom se můžeme přesvědčit viz. přílohy 80, 81, 83, 85, 87, 89, 91.

9.3. Zaoblená Venturiho trubice pro 2D proudění úkol č.2

Porovnání kontur rozložení páry a statického tlaku:

(Přílohy 35 a 36)

Jako už bylo popsáno v předešlé podkapitole u 2D úkolu č.1, tak i v tomto případě délka oblasti rozložení páry odpovídá úseku s nízkým statickým tlakem v řešené geometrii trubice.

U fyzikálního experimentu v bodě č.09 se při průtocích začaly projevovat hlasité tlakové pulzace. V tomto bodě u experimentu se kavitace a její velikost oblasti délkově měnila a byla velmi nestálá. Při porovnání fotografií pořízených při měření v laboratořích je patrné, že pulzující kavitační oblast v bodě č.09 je dokonce o malý kousek větší než v následujícím měřeném bodě č.10. Fotografie zrovna zachytila tu největší délkovou kavitační oblast při tomto intenzivním pulzování. Toto pulzování se na konturách rozložení fázi a statického tlaku jeví za tryskou jako zvrásněná oblast (v přílohách 35 a 36 viz. body č.09, č.10, č.13).

Simulace modelu v porovnání s experimentem pro tento bod ve 2D proudění směsi, není sama o sobě úplně věrohodná, tak jako se stalo v určitém případě i u 2D proudění v úkolu č.1. Při srovnávání obrázků z numerické simulace s obrázky z experimentu, délka oblasti s párou se shoduje v bodu od č.12 až po bod s nejvyšším označením.

Porovnání kontur rozložení velikosti rychlosti:

(Příloha 37)

Chování velikosti rychlosti je obdobné jako ve 2D u úkolu č.1. Velikost průtoku dle zadání se úměrně zvětšuje při simulaci v trysce a i za ní, tento reaguje na zúžený průtočný průřez o to větší rychlostí proudění. Toto můžeme pozorovat v grafickém zobrazení (viz. příloha 39, 41, 43, 45, 47, 51, 55, 59).



9.4. Zaoblená Venturiho trubice pro 3D proudění úkol č.2

Porovnání kontur rozložení páry a statického tlaku:

(Přílohy 93 a 94)

Co se týče porovnání velikosti délky oblasti rozložení páry a oblasti s nízkým statickým tlakem, jsou si tyto velikosti vzájemně odpovídající. Srovnáváním numerických simulací s fotografiemi pořízených při experimentu nejsou řešení bohužel věrohodná. Simulace numerických výsledků jsou pro tento případ úkolu značně rozdílné a neshodují se s experimentem v žádném bodu. Z hlediska porovnávání simulace a experimentu jsou velikosti délek kavitujících oblastí velmi odlišné.

Porovnání kontur rozložení velikosti rychlosti:

(Příloha 95)

Z prvních dvou obrázků (viz. příloha 95), které odpovídají měřenému bodu č.07 a č.09 můžeme pozorovat, že se zde kavitace dle hodnot objemového podílu pro páru ještě plně neprojevila. Poznáme to i podle barevného pole velikostí rychlostí, které vycházejí z trysky v bodech č.07 a č.09. V tomto případě oblast vysokého rychlostního pole není náhle „odseknuť“ a snížena.

Tam kde se neprojevila kavitace v bodech č.07 a č.09, mezi vstupem a výstupem trubice je pozorovatelné také z obarvených proudnic touto velikostí rychlosti (viz. příloha 99). Tak jako v úkolu č.1 při 3D proudění, kde se kavitace také ještě plně neprojevila, ale proudnice se zakřívují (viz. příloha 69) pro bod č.09. Tak i tady v tomto úkolu (viz. příloha 99) se proudnice těsně za výstupem z trysky poměrně zakřívují a to hlavně u bodu č.07. Velikosti zvýšení rychlosti proudu kapaliny jsou taktéž vyznačeny v grafech (viz. přílohy 110, 111, 112, 113, 114, 116, 118).



10. Závěrečné shrnutí

Předpověď vzniku kavitace i v jednoduché geometrii jako je Venturiho trubice je poměrně složitá záležitost a vyžaduje jisté zkušenosti. Ve své diplomové práci jsem provedl numerické simulace týkající se 2D a 3D proudění pro dva typy trubic z čehož jedna je se zaoblenými hranami vnitřních průměrů (zaoblená Venturiho trubice) a druhá je s ostrými hranami (ostrohranná Venturiho trubice).

Zaoblená Venturiho trubice:

Pro 2D řešení, porovnáním výsledků numerické simulace a experimentu vznikla v určitých bodech neshoda, tato se týkala délky oblasti rozložení páry v trysce a za ní. Dle simulace, kterou jsem provedl ve své práci mi shoda vycházela pouze při nízkých průtocích (tzn. od nejnižšího počítaného bodu až po bod s označením č.16).

Při 3D řešení mi porovnáním výsledků numerické simulace a experimentu vznikla také v určitých bodech neshoda, tato tak jako ve 2D se taktéž týkala délky oblasti s rozložením páry v trysce a za ní. Simulací, kterou jsem získal mi vycházela shoda s experimentem tentokrát až při vyšších průtocích (tzn. od bodu s označením č.19 až po nejvýše počítaný bod).

Variantu těchto výsledků bych mohl doporučit i pro řešení v praxi, při simulaci proudění touto Venturiho trubicí bychom však museli pro získání správného odhadu vzniku kavitace použít raději kombinaci obou dvou úkolů provedených ve 2D i ve 3D a výsledky celého vyhodnocení mezi sebou vzájemně zkombinovat.

Ostrohranná Venturiho trubice:

Při porovnávání výsledků 2D numerické simulace a experimentu vznikala opět v určitých bodech neshoda, která se týkala délkového rozložení oblasti páry v trubici. Shody při porovnávání výsledků simulace s experimentu jsem dosáhl až v případě tam, kde figurovaly vyšší průtoky (tzn. od bodu č.12 až po nejvyšší možný bod, který byl propočítán).

Pro případ geometrie řešené ve 3D, při porovnávání numerické simulace s fotografiemi pořízenými při experimentu vznikala neshoda výsledků a to ve všech bodech tohoto úkolu, pro který jsem prováděl výpočty simulace.

Při řešení této trubice v praxi není věrohodné použít výsledků ze simulace, kterých jsem dosáhl a tudíž nemohu výsledky doporučit. Jak je uvedeno ve shrnutí výsledků této diplomové práce, nelze pro tento případ trubice provádět kombinaci získaných výsledků z 2D a 3D simulace proudění ostrohranné Venturiho trubice a získat tím věrohodnou shodu jako bylo u trubice zaoblené. Shrnutím výsledků jsem dospěl k názoru, že tuto variantu řešení úkolu s těmito výsledky bohužel nemohu až tak úplně doporučit pro řešení návrhu ostrohranné Venturiho trubice v praxi.



Seznam použitých zdrojů

- [1] KOZUBKOVÁ, Milada. *Matematické modely kavitace a hydraulického rázu*. Ostrava : Vysoká škola báňská - Technická univerzita Ostrava, Fakulta strojní, Katedra hydromechaniky a hydraulických zařízení, 2009. 125 s.
- [2] KOZUBKOVÁ, Milada. *Numerické modelování proudění FLUENT I*. [dokument pdf, 152 stran], Ostrava : Vysoká škola báňská - Technická univerzita Ostrava, Fakulta strojní, Katedra hydromechaniky a hydraulických zařízení, 2008. 152 s.
- [3] RUDOLF, Pavel., Modeling of cavitating flow, In *Sborník konference Power system engineering* [pdf dokument, 8 stran], 2007
- [4] RUDOLF, Pavel. *Modeling cavitation in CFD*, [pdf document, 4 strany], 2007
- [5] NOSKIEVIČ, Jaromír, a kol. *Kavitace v hydraulických strojích a zařízeních*. Praha : STNL, 1990. 330 s.



Seznam použitých symbolů a zkratek

| | | |
|---------------------|--|--|
| B | [1] | funkce drsnosti |
| C_D | [1] | konstanta |
| C_μ | [1] | konstanta |
| $C_{\varepsilon 1}$ | [1] | konstanta |
| $C_{\varepsilon 2}$ | [1] | konstanta |
| H_{\max} | [m] | maximální čerpatelná výška |
| Q | [m ³ ·s ⁻¹] | objemový průtok |
| R | [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹] | měrná plynová konstanta |
| R | [m] | poloměr bubliny |
| \dot{R} | [m·s ⁻¹] | derivace v čase |
| \ddot{R} | [m·s ⁻²] | druhá derivace v čase |
| Re_y | [1] | turbulentní Reynoldsovo číslo |
| S | [1] | zdrojový člen |
| T | [K] | termodynamická teplota |
| T | [s] | čas |
| a | [m·s ⁻¹] | rychlost zvuku ve směsi |
| a_{\min} | [m·s ⁻¹] | minimální rychlost zvuku ve směsi |
| k | [m ² ·s ⁻²] | turbulentní kinetická energie |
| l | [m] | délkové měřítko |
| l_m | [m] | směšovací délka |
| \dot{m}_c | [kg·s ⁻¹] | derivace v čase při kondenzaci páry |
| \dot{m}_v | [kg·s ⁻¹] | derivace v čase při vypařování kapaliny |
| n | [s ⁻¹] | otáčky čerpadla |
| n_b | [1] | počet kavitačních jader |
| p | [Pa] | tlak |
| \bar{p} | [Pa] | časově středovaná složka tlaku |
| p_i | [Pa] | okamžitá hodnota tlaku |
| \tilde{p} | [Pa] | flukтуаční složka tlaku při turbulentním proudění |
| p_a | [Pa] | atmosférický tlak |
| $p_{B(t)}$ | [Pa] | tlak uvnitř bubliny |
| p_g | [Pa] | částečný (parciální) tlak plynu uvnitř kavitačního jádra |
| p_{np} | [Pa] | tlak nasycených par |
| p_v | [Pa] | tlak nasycených par |
| p_1 | [Pa] | tlak před Venturiho trubici |
| p_2 | [Pa] | tlak za Venturiho trubici |
| Δp | [Pa] | rozdíl tlaků |
| t | [s] | čas |
| t | [°C] | teplota |
| v_i | [m·s ⁻¹] | okamžitá hodnota rychlosti |
| u_i | [m·s ⁻¹] | okamžitá hodnota rychlosti |
| \bar{v}_i | [m·s ⁻¹] | časově středovaná složka rychlosti |
| \bar{u}_i | [m·s ⁻¹] | časově středovaná složka rychlosti |
| \tilde{v}_i | [m·s ⁻¹] | flukтуаční složka rychlosti při turbulentním proudění |



| | | |
|---------------|----------------------|---|
| u'_i | $[m \cdot s^{-1}]$ | flukтуаční složka rychlosti při turbulentním proudění |
| u^+ | [1] | bezrozměrná rychlost v mezní vrstvě |
| y^+ | [1] | bezrozměrná vzdálenost od stěny |
| α | [1] | objemový podíl fáze |
| α_v | [1] | objemový podíl páry |
| δ_{ij} | [1] | Kroneckerovo delta |
| ε | $[m^2 \cdot s^{-2}]$ | disipace |
| κ | [1] | von Kármánova konstanta |
| μ | $[Pa \cdot s]$ | dynamická viskozita směsi |
| μ_l | $[Pa \cdot s]$ | dynamická viskozita kapaliny |
| μ_t | $[Pa \cdot s]$ | turbulentní dynamická viskozita |
| μ_v | $[Pa \cdot s]$ | dynamická viskozita páry |
| ν | $[m^2 \cdot s^{-1}]$ | kinematická viskozita |
| ν_t | $[m^2 \cdot s^{-1}]$ | turbulentní kinematická viskozita |
| ν_t | $[m^2 \cdot s^{-1}]$ | Prandtl – Kolmogorovův vztah |
| ρ | $[kg \cdot m^{-3}]$ | hustota |
| ρ_l | $[kg \cdot m^{-3}]$ | hustota kapaliny |
| ρ_{ref} | $[kg \cdot m^{-3}]$ | hustota referenční |
| ρ_v | $[kg \cdot m^{-3}]$ | hustota páry |
| σ | $[N \cdot m^{-1}]$ | povrchové napětí |
| σ_k | [1] | empirická konstanta |
| σ_k | [1] | Prandtlůva konstanta |
| σ_μ | [1] | empirická konstanta |
| τ_{tij} | [Pa] | tenzor turbulentních napětí |