ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

FAKULTA STROJNÍ

Ústav mechaniky tekutin a termodynamiky

Proudění stlačitelné tekutiny obtokovým kanálem trasového uzávěru

Kateřina Burešová

2019

Vedoucí práce: doc. Ing. Tomáš Hyhlík, Ph.D.

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Burešová** Jméno: **Kateřina** Osobní číslo: **420456**

Fakulta/ústav: **Fakulta strojní**

Zadávající katedra/ústav: **Ústav mechaniky tekutin a termodynamiky**

Studijní program: **Strojní inženýrství**

Studijní obor: **Aplikovaná mechanika**

II. ÚDAJE K DIPLOMOVÉ PRÁCI

Název diplomové práce:

Proudění stlačitelné tekutiny obtokovým kanálem trasového uzávěru

Název diplomové práce anglicky:

Compressible Flow through Bypass Channel of Pipeline Closure

Pokyny pro vypracování:

Proveďte řešení proudění obtokovým kanálem trasového uzávěru. Při řešení berte v úvahu místní a třecí ztráty. K řešení použijte Fannův proces. Provědte řešení minimálně tří případů proudění obtokovým kanálen. Do řešených případů zahrňte přepouštění plynu okolo trasového uzávěru a odplyňování. Navrhněte způsob stanovení silových účinků od proudícího plynu na obtokový kanál a proveďte stanovení silových účinků v řešených případech. Diskutujte získané výsledky.

Seznam doporučené literatury:

dle doporučení vedoucího práce

Jméno a pracoviště vedoucí(ho) diplomové práce:

doc. Ing. Tomáš Hyhlík, Ph.D., 12112

Jméno a pracoviště druhé(ho) vedoucí(ho) nebo konzultanta(ky) diplomové práce:

Datum zadání diplomové práce: **31.10.2018** Termín odevzdání diplomové práce: **14.01.2019**

Platnost zadání diplomové práce: **30.10.2019**

doc. Ing. Tomáš Hyhlík, Ph.D. podpis vedoucí(ho) práce	prof. Ing. Jiří Nožička, CSc. podpis vedoucí(ho) ústavu/katedry	prof. Ing. Michael Valášek, DrSc. podpis děkana(ky)

III. PŘEVZETÍ ZADÁNÍ

Diplomantka bere na vědomí, že je povinna vypracovat diplomovou práci samostatně, bez cizí pomoci, s výjimkou poskytnutých konzultací. Seznam použité literatury, jiných pramenů a jmen konzultantů je třeba uvést v diplomové práci.

.	
Datum převzetí zadání	Podpis studentky

© ČVUT v Praze, Design: ČVUT v Praze, VIC

Čestné prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou diplomovou práci vypracovala samostatně a použila jsem pouze podklady uvedené v přiloženém seznamu.

Nemám závažný důvod proti užití tohoto díla ve smyslu § 60 zákona č. 121/2000Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze dne . . . .

podpis

Poděkování

Na tomto místě bych ráda poděkovala panu doc. Ing. Tomáši Hyhlíkovi, Ph.D. za profesionální vedení, ucelené rady, trpělivost a nekonečnou víru, že tato práce může být stále co nejlepší.

Poděkování patří i mým rodičům, kteří mě ve studiu neustále podporují.

Anotační list

Jméno autora:	Kateřina Burešová
Instituce:	České Vysoké Učení Technické v Praze Fakulta strojní 12112 – Ústav mechaniky tekutin a termodynamiky Technická 4, 166 07 Praha 6
Obor:	Aplikovaná mechanika
Název práce:	Proudění stlačitelné tekutiny obtokovým kanálem trasového uzávěru
Vedoucí práce:	doc. Ing. Tomáš Hyhlík, Ph.D.
Bibliografické údaje:	Počet stran 71 Počet obrázků 56 Počet tabulek 17
Rok:	2019
Klíčová slova:	Fanův proces, třecí ztráty, místní ztráty, obtokový kanál, trasový uzávěr, stlačitelná tekutina, potrubí
Keywords:	Fanno flow, friction losses, minor losses, bypass channel, pipeline closure, compressible fluid, pipeline

Anotace:

Tato práce řeší proudění obtokovým kanálem trasového uzávěru pomocí Fanova procesu s přítomností třecích a místních ztrát. K tomuto účelu je zahrnuta teorie Fanova procesu a postup určování třecích a místních ztrát. V práci jsou zahrnuty varianty přepouštění plynu a odplyňování. Výpočet dále slouží k stanovení silových účinků od proudící tekutiny na potrubí.

Abstract:

This thesis presents the solution of flow through the bypass channel of the trap closure using Fanno flow with the presence of friction and minor losses. For this purpose, Fanno theory and the process of determining friction and minor losses are included. Variants of gas translocation and degassing are also included in the thesis. Further calculation is going to be used to determine the force effects of the flowing fluid in the pipeline.

Obsah

Seznam obrázků 8
Seznam tabulek 10
Seznam použitých symbolů a zkratek 11
1. Úvod a cíl práce 13
2. Fanův proces 14
2.1. Úvod 14
2.2. Analýza proudění pro obecnou tekutinu 14
2.2.1. Rovnice kontinuity 15
2.2.2. Zákon zachování energie 15
2.2.3. Bod maximální entropie 17
2.2.4. Bilance hybnosti 18
2.3. Pracovní rovnice pro proudění ideálního plynu 19
2.3.1. Zákon zachování energie 19
2.3.2. Rovnice kontinuity 20
2.3.3. Změna entropie 21
2.3.4. Pohybová rovnice 22
2.4. Referenční stav 23
3. Třecí ztráty 27
3.1. Součinitel třecích ztrát 27
3.1.1. Laminární oblast proudění 28
3.1.2. Přechodová oblast proudění 28
3.1.3. Turbulentní oblast proudění 28
3.2. Drsnost 35
3.3. Závěr 36
4. Místní ztráty 37
4.1. Součinitel místní ztráty 37
4.1.1. Místní ztráta v kulovém kohoutu 37
4.1.2. Místní ztráta v sedlovém ventilu 38
4.1.3. Místní ztráta v šoupěti 38
4.1.4. Místní ztráta v „T“ spojce 39
4.1.5. Místní ztráta v koleni 39
4.2. Závěr 40
5. Trasové uzávěry 41
5.1. Typová konstrukce TK-1 41
5.2. Typová konstrukce TK-4 42

5.3. Typová konstrukce TK-6 43
5.4. Typová konstrukce TK-10 44
6. Aplikace Fanova procesu 46
7. Výpočet 48
7.1. Varianta 1B a 1C 48
7.2. Varianta 1D a 1E 53
7.3. Varianta 4B a 4C 58
7.4. Vliv třecích ztrát na výsledky výpočtu 63
7.5. Závěr 67
8. Závěr 69
Literatura 70

Seznam obrázků

Obrázek 1: Fanovy čáry v diagramu h-v [dle 1] 16
Obrázek 2: Fanovy čáry v h-s diagramu [dle 1] 16
Obrázek 3: Popis Fanovy čáry v h-s diagramu [dle 1] 17
Obrázek 4: Kontrolní objem [dle 1] 18
Obrázek 5: T-s diagram s referencí pro Fanův proces [dle 1] 24
Obrázek 6: Vazká podvrstva [2] 29
Obrázek 7: Moodyho diagram [2] 34
Obrázek 8: Kulový kohout [14] 37
Obrázek 9: Sedlový ventil [16] 38
Obrázek 10: Šoupě [15] 38
Obrázek 11: Diagram pro určení součinitele místní ztráty v koleni [2] 40
Obrázek 12: Typová konstrukce TK-1 [17] 42
Obrázek 13:Typová konstrukce TK-4 [17] 43
Obrázek 14: Typová konstrukce TK-6 [17] 44
Obrázek 15: Typová konstrukce TK-10 [17] 45
Obrázek 16: Schéma varianty 1B a 1C 48
Obrázek 17: Závislost Machova čísla na délkové souřadnici potrubí varianty 1B 49
Obrázek 18: Závislost Machova čísla na délkové souřadnici potrubí varianty 1C 49
Obrázek 19: Závislost celkového a statického tlaku na souřadnici potrubí varianty 1B 50
Obrázek 20: Závislost celkového a statického tlaku na souřadnici potrubí varianty 1C 50
Obrázek 21: Změna rychlost proudící tekutiny a změna rychlosti zvuku na délkové souřadnici potrubí varianty 1B 51
Obrázek 22: Změna rychlost proudící tekutiny a změna rychlosti zvuku na délkové souřadnici potrubí varianty 1C 51
Obrázek 23: Závislost teploty na délkové souřadnici potrubí varianty 1B 51
Obrázek 24: Závislost teploty na délkové souřadnici potrubí varianty 1C 51
Obrázek 25: Rozložení síly po délce potrubí u varianty 1B 52
Obrázek 26: Rozložení síly po délce potrubí u varianty 1C 52
Obrázek 27: Schéma varianty 1D a 1E 53
Obrázek 28: Závislost Machova čísla na délkové souřadnici potrubí varianty 1D 54
Obrázek 29: Závislost Machova čísla na délkové souřadnici potrubí varianty 1E 54
Obrázek 30: Závislost celkového a statického tlaku na souřadnici potrubí varianty 1D 55
Obrázek 31: Závislost celkového a statického tlaku na souřadnici potrubí varianty 1E 55
Obrázek 32: Změna rychlost proudící tekutiny a změna rychlosti zvuku na délkové souřadnici potrubí varianty 1D 56

Obrázek 33: Změna rychlost proudící tekutiny a změna rychlosti zvuku na délkové souřadnici potrubí varianty 1E 56
Obrázek 34: Závislost teploty na délkové souřadnici potrubí varianty 1D 56
Obrázek 35: Závislost teploty na délkové souřadnici potrubí varianty 1E 56
Obrázek 36: Rozložení síly po délce potrubí u varianty 1D 57
Obrázek 37: Rozložení síly po délce potrubí u varianty 1E 57
Obrázek 38: Schéma varianty 4B 58
Obrázek 39: Závislost Machova čísla na délkové souřadnici potrubí varianty 4B 60
Obrázek 40: Závislost Machova čísla na délkové souřadnici potrubí varianty 4C 60
Obrázek 41: Závislost celkového a statického tlaku na souřadnici potrubí varianty 4B 60
Obrázek 42: Závislost celkového a statického tlaku na souřadnici potrubí varianty 4C 60
Obrázek 43: Změna rychlost proudící tekutiny a změna rychlosti zvuku na délkové souřadnici potrubí varianty 4B 61
Obrázek 44: Změna rychlost proudící tekutiny a změna rychlosti zvuku na délkové souřadnici potrubí varianty 4C 61
Obrázek 45: Závislost teploty na délkové souřadnici potrubí varianty 4B 61
Obrázek 46: Závislost teploty na délkové souřadnici potrubí varianty 4C 61
Obrázek 47: Rozložení síly po délce potrubí u varianty 4B 62
Obrázek 48: Rozložení síly po délce potrubí u varianty 4C 62
Obrázek 49: Závislost celkového a statického tlaku na souřadnici potrubí varianty 1B 63
Obrázek 50: Závislost celkového a statického tlaku na souřadnici potrubí varianty 1B s lepší kvalitou povrchu potrubí 63
Obrázek 51: Změna rychlost proudící tekutiny a změna rychlosti zvuku na délkové souřadnici potrubí varianty 1B 64
Obrázek 52: Změna rychlost proudící tekutiny a změna rychlosti zvuku na délkové souřadnici potrubí varianty 1B s lepší kvalitou povrchu potrubí 64
Obrázek 53: Závislost teploty na délkové souřadnici potrubí varianty 1B 64
Obrázek 54: Závislost teploty na délkové souřadnici potrubí varianty 1B s lepší kvalitou povrchu potrubí 64
Obrázek 55: Rozložení síly po délce potrubí u varianty 1B 65
Obrázek 56: Rozložení síly po délce potrubí u varianty 1B s lepší kvalitou povrchu potrubí 65

Seznam tabulek

Tabulka 1: Absolutní drsnosti různých materiálů 36
Tabulka 2: Součinitel místní ztráty v kulovém kohoutu [2] 38
Tabulka 3: Součinitel místní ztráty pro šoupě [2] 39
Tabulka 4: Součinitele místních ztrát v "T" spojkách [2] 39
Tabulka 5: Přehled potřebných součinitelů místních ztrát v koleni [2] 39
Tabulka 6: Přehled potřebných místních ztrát [2] 40
Tabulka 7: Vstupní data pro výpočet typových konstrukcí 41
Tabulka 8: Popis typové konstrukce TK-1 [17] 42
Tabulka 9: Popis typové konstrukce TK-4 [17] 43
Tabulka 10: Popis typové konstrukce TK-6 [17] 44
Tabulka 11: Popis typové konstrukce TK-10 [17] 45
Tabulka 12: Vstupní hodnoty pro výpočet varianty 1B a 1C 49
Tabulka 13: Vstupní hodnoty pro výpočet varianty 1D a 1E 54
Tabulka 14: Vstupní hodnoty pro výpočet varianty 4B a 4C 59
Tabulka 15: Vstupní hodnoty pro výpočet vlivu tření na výsledky 63
Tabulka 16: Porovnání výstupních hodnot porovnávacího výpočtu 66
Tabulka 17: Porovnání výsledků výpočtu variant 1B, 1C, 1D, 1E, 4B a 4C 68

Seznam použitých symbolů a zkratek

A	plocha	(m^2)
a	rychlost zvuku	(m/s)
c_p	měrná tepelná kapacita při stálém tlaku	$\left(\frac{J}{kg \cdot K}\right)$
d	průměr	(m)
D	průměr	(m)
D_h	hydraulický průměr	(m)
DN	vnitřní průměr potrubí	(m)
e_z	ztrátová měrná energie	(J/kg)
F_t	třecí síla	(N)
F_x	síla	(N)
G	hustota hmotnostního toku	$\left(\frac{kg}{m^2\ s}\right)$
g	gravitační zrychlení	(m/s^{-2})
h	měrná entalpie	(J/kg)
h_t	stagnační entalpie	(J/kg)
k	absolutní drsnost	(m)
k_r	relativní drsnost	(1)
L	délka	(m)
l	délka	(m)
$\dot{m}$	hmotností tok	(kg/s)
Ma	Machovo číslo	(1)
p	tlak	(Pa)
p_t	stagnační tlak	(Pa)
q	měrné teplo	(J/kg)
q	spojité zatížení	(N/m)
r	měrná plynová konstanta	$\left(\frac{J}{kg \cdot K}\right)$
R	poloměr	(m)
Re	Reynoldsovo číslo	(1)
s	měrná entropie	$\left(\frac{J}{kg \cdot K}\right)$
T	teplota	(K)
T_t	stagnační teplota	(K)
v	rychlost	(m/s)
V	objem	(m^3)
w	měrná práce	(J/kg)

w_s	měrná práce rotačního pohybu	(J/kg)
x	souřadnice	(m)
z	souřadnice	(m)
δ	tloušťka vazké podvrstvy	(m)
ζ	ztrátový součinitel	(1)
η	dynamická viskozita	$(Pa \cdot s)$
κ	Poissonův poměr	(1)
λ	součinitel tření	(1)
ρ	hustota	(kg/m^3)
τ	tečné (smykové) napětí	(N/m^2)

1. Úvod a cíl práce

Hlavní motivací této diplomové práce je vyřešení silových účinků na plynové obtoky, a to zejména z důvodů ekonomických stejně jako z důvodů bezpečnostních. Při správném vyřešení namáhání specifických částí plynových potrubí bude možné předat výsledky k pevnostním analýzám, a tak určit, zda v aktuálním stavu není potrubí předimenzované, a tedy není možné ušetřit na použitém materiálu. Současně bude také možné varovat před nebezpečím při manipulaci s podobným potrubím, protože v krajním případě se stává, že neopatrná manipulace může přivodit zranění s trvalými následky, nebo dokonce smrt obsluhy.

Práce bude obsahovat úvod do teorie Fanova procesu, který byl pro řešení vybrán. Současně bude také diskutován postup výpočtu místních a třecích ztrát. Z teorie budou také představeny potřebné typové konstrukce trasových uzávěrů, ze kterých vyplyne geometrie pro výpočet, stejně jako základní vhled do problematiky. V neposlední řadě bude vysvětlena aplikace Fanova procesu na tyto konkrétní případy a diskutovány výsledky.

Závěrem práce by měla být metodika pro získání silového účinku na typové konstrukce s vysvětlením výpočtu, diskuze vlivu třecích a místních ztrát a umožnění využití výsledků pro další analýzy problému.

2. Fanův proces

2.1. Úvod

Vazkost a přenos tepla jsou bezpochyby těmi nejdůležitějšími faktory, které ovlivňují proudění tekutiny potrubím.

Pokud bude uvažováno proudění vazké stlačitelné tekutiny potrubím bez přestupu tepla, a pokud bude splněno několik dalších podmínek, tak je možné tento problém nazývat Fanovým procesem.

Pro vysvětlení Fanova procesu bude v první řadě uvažováno proudění libovolné tekutiny, ať už nadzvukovou, nebo podzvukovou rychlostí. Současně bude proudění rozebráno i s ohledem na proudění ideálního plynu.

Výhodou řešení Fanova procesu je bezpochyby možnost sestavení tabulky, se kterou je možné tento problém řešit velmi rychle a efektivně.

Pro vypracování této kapitoly byly použity podklady dle zdroje [1].

2.2. Analýza proudění pro obecnou tekutinu

V první řadě bude rozebráno chování obecné tekutiny. Pro oddělení účinků vazkosti je potřeba splnit následující předpoklady:

- Stacionární 1D proudění
- Adiabatický děj: $\delta q = 0$, $ds_e = 0$
- $\delta w_s = 0$
- $dz = 0$
- Konstantní průřez: $dA = 0$

Pro vyřešení Fanova procesu budou dále aplikovány rovnice kontinuity, zákon zachování energie a pohybová rovnice.

2.2.1. Rovnice kontinuity

$$\dot{m} = \rho A v = konstanta \tag{2.1}$$

Výchozí tvar rovnice kontinuity (2.1) je možné vzhledem k tomu, že je plocha průřezu potrubí konstantní, přepsat jako rovnici (2.2), kde je součin hustoty a rychlosti roven konstantě.

$$\rho v = G = konstanta \tag{2.2}$$

Tato konstanta, tedy součin rychlosti a hustoty, bude dále nazývána jako hustota hmotnostního toku a bude značena G, jeho jednotkou je $\left(\frac{kg}{m^2\ s}\right)$.

2.2.2. Zákon zachování energie

Zákon zachování energie je zapsán jako [1]:

$$h_{t1} + q = h_{t2} + w_s \tag{2.3}$$

Pokud je děj adiabatický a pokud nekoná žádnou práci rotačním pohybem, tak je možné rovnici (2.3) přepsat jako:

$$h_t = h_{t1} = h_{t2} = konstanta \tag{2.4}$$

Při zanedbatelné potenciální energii bude dále rovnice zjednodušena do tvaru:

$$h_t = h + \frac{v^2}{2} = konstanta \tag{2.5}$$

Současně bude v rovnici nahrazena rychlost odpovídajícím vyjádřením plynoucím ze vztahu (2.2) a výsledný tvar zákona zachování energie je v tomto případě vztah (2.6).

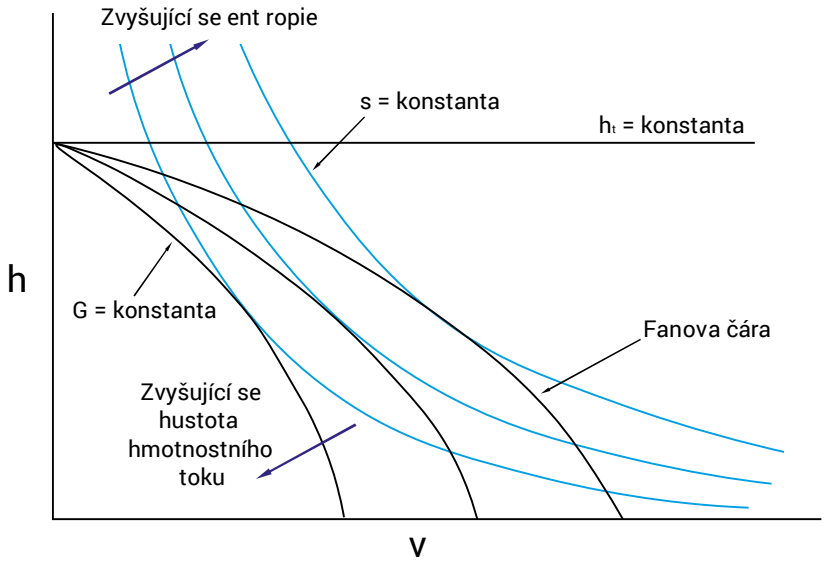
$$h_t = h + \frac{G^2}{2\rho^2} = konstanta \tag{2.6}$$

Při bližším prozkoumání vztahu (2.6) je pro zadané proudění známá pouze hodnota h_t a G. V diagramu na obrázku 1 je zanesen tento vztah pomocí závislosti entalpie h na rychlosti v pro různé hodnoty hustoty hmotnostního toku G, ale současně pro všechny hodnoty entalpie h stejné.

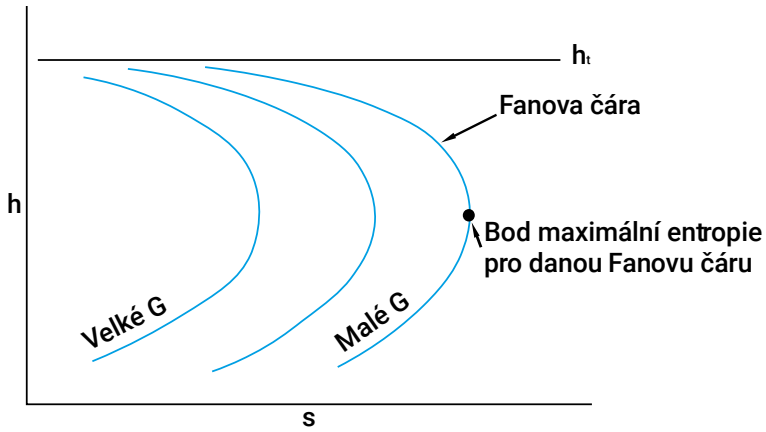
Každá křivka na obrázku 1 je nazývána Fanovou čárou a představuje proudění při určité hustotě hmotnostního toku. Současně je také jasné, že konstantní G není to samé jako konstantní ṁ. Případy různě velkých potrubí, či kanálů můžou mít stejný hmotnostní tok, ale jinou hustotu hmotnostního toku.

Pokud bude správně identifikována proudící tekutina, tak je možné také vykreslit konstantní hodnotu entalpie h do h-v diagramu. Současně jsou v grafu na obrázku 1 znázorněny i křivky pro konstantní entropii s. Obecně je také platné, že tyto čáry jsou mnohem více vypovídající při vynesení do diagramu závislosti entalpie na entropii, tedy v h – s diagramu, který je na obrázku 2.

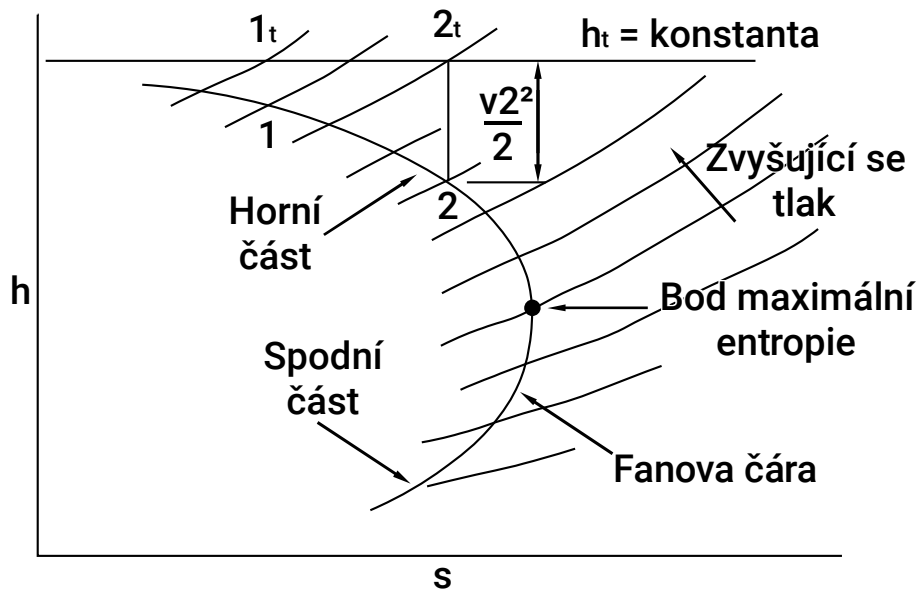
Na obrázku 3 je dále zobrazena jedna Fanova čára opět v h – s diagramu s podrobnějším popisem. Fanova čára je doplněna o zobrazení tlaku. Na jedné této čáře je vždy stejná hustota hmotnostního toku a stejná hodnota stagnační entalpie. Jak je patné, tak vlivem tření může tekutina proudit pouze doprava a Fanova čára je tak rozdělena na horní a spodní část, které jsou odděleny bodem, kde je entropie maximální.



Obrázek 1: Fanovy čáry v diagramu h-v [dle 1]



Obrázek 2: Fanovy čáry v h-s diagramu [dle 1]



Obrázek 3: Popis Fanovy čáry v h-s diagramu [dle 1]

2.2.3.Bod maximální entropie

Získaný zákon zachování energie ve tvaru rovnice (2.6) bude diferencován do rovnice (2.7).

$$dh_t = dh + v\,dv = 0 \tag{2.7}$$

Současně bude také diferencována rovnice kontinuity (2.2) jako rovnice (2.8), která bude dále přepsána do tvaru rovnice (2.9).

$$\rho v = G = konstanta \tag{2.2}$$

$$\rho\,dv + v\,d\rho = 0 \tag{2.8}$$

$$dv = -v\frac{d\rho}{\rho} \tag{2.9}$$

Pokud bude rovnice (2.9) dosazena do rovnice (2.7), tak je možné psát:

$$dh = \frac{v^2\,d\rho}{\rho} \tag{2.10}$$

Vztah pro [1]:

$$T\,ds = dh - v\,dp \tag{2.11}$$

Který je možné přepsat jako:

$$T\,ds = dh - \frac{dp}{\rho} \tag{2.12}$$

Nyní bude provedena substituce za *dh* z rovnice (2.10):

$$T\,ds = \frac{v^2\,d\rho}{\rho} - \frac{dp}{\rho} \tag{2.13}$$

Tento vztah platí pro jakoukoliv tekutinu mezi dvěma různými body na Fanově čáře. Pokud rovnice (2.13) bude aplikovaná na dva přilehlé body, které obklopují bod maximální entropie, tak bude výsledný vztah zapsán rovnicí (2.14), kde je entropie konstantní a její derivace je nulová.

$$v^2 d\rho = dp \tag{2.14}$$

V bodě maximální entropie.

$$v^2 = \left(\frac{dp}{d\rho}\right)_{s=max} = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_{s=konst} \tag{2.15}$$

Tento vzorec ukazuje, že v bodě s maximální entropií je rychlost sonická. Horní část Fanovy čáry tak může být nazývána podzvukovou, zatímco spodní část nadzvukovou. Z obecné technické praxe je tedy možné předpokládat, že jevy na spodní části Fanovy čáry není možné tak snadno predikovat, jako ty v části horní. To je bezpochyby zapříčiněno tím, že právě běžné technické problémy jsou v oblasti proudění s podzvukovou rychlostí.

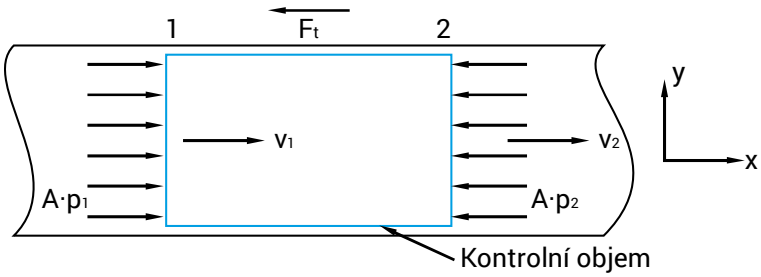
2.2.4. Bilance hybnosti

V předchozí části byly zahrnuty pouze rovnice kontinuity a zákon zachování energie. Nyní bude teorie rozšířena i o pohybovou rovnici v kontrolním objemu zobrazeném na obrázku 4. Vztah pro bilanci hybnosti v x-ovém směru osy pro stacionární jednorozměrné proudění je:

$$\sum F_x = \dot{m}\,(v_{výstup} - v_{vstup}) \tag{2.17}$$

Z obrázku 4 je dále patrné, že součet sil lze přepsat jako:

$$\sum F_x = p_1 A - p_2 A - F_t \tag{2.18}$$



Obrázek 4: Kontrolní objem [dle 1]

Kde F_t vyjadřuje celkovou třecí silu na stěně mezi úsekem 1 a 2, a tedy lze napsat bilanci hybnosti ve směru proudění jako:

$$(p_1 - p_2)A - F_t = \dot{m}\,(v_2 - v_1) = \rho A v(v_2 - v_1) \tag{2.19}$$

Tuto rovnici je možné opět přepsat do tvaru:

$$(p_1 - p_2) - \frac{F_t}{A} = \rho_2 v_2^2 - \rho_1 v_1^2 \tag{2.20}$$

Nebo do tvaru:

$$(p_1 + \rho_1 V_1^2) - \frac{F_t}{A} = p_2 + \rho_2 v_2^2 \tag{2.21}$$

V této konečné podobě je z rovnice pouze patrné, že pokud se jedná o stacionární, jedno rozměrné proudění libovolné tekutiny, tak hodnota vztahu $p_1 + \rho_1 v_1^2$ nemůže být nikdy konstantní, pokud jsou přítomny třecí síly.

2.3. Pracovní rovnice pro proudění ideálního plynu

V předchozí kapitole bylo popsáno obecné chování proudění pro Fanův proces, jak v podzvukovém, tak i v nadzvukovém proudění. Nyní budou diskutovány některé specifické tvary pro proudění ideálního plynu.

2.3.1. Zákon zachování energie

Na úvod bude zmíněna rovnice (2. 22), ze které lze nejjednodušeji získat teplotní poměr:

$$h_{t1} = h_{t2} \tag{2.22}$$

Pro ideální plyn je entalpie pouze funkcí teploty, a tak je možné tedy psát:

$$T_{t1} = T_{t2} \tag{2.23}$$

Pro ideální plyn s konstantním měrným teplem je možné psát [1]:

$$T_t = T\left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma^2\right) \tag{2.24}$$

A proto je rovnice (2.23) možné přepsat jako:

$$T_1\left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma_1^2\right) = T_2\left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma_2^2\right) \tag{2.25}$$

Nebo názorněji jako:

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma_1^2}{1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma_2^2} \tag{2.26}$$

2.3.2. Rovnice kontinuity

Z předchozí kapitoly je znám vztah (2.2) pro rovnici kontinuity. Ten je možné v základním zápisu přepsat jako rovnici (2.27) pro bod 1 a 2:

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 \tag{2.27}$$

Nyní bude zavedena stavová rovnice ideálního plynu:

$$p = \rho r T \tag{2.28}$$

A definováno Machovo číslo:

$$v = Ma\, a \tag{2.29}$$

Pro ideální plyn je možné rychlost zvuku spočítat jako:

$$a = \sqrt{\kappa r T} \tag{2.30}$$

Rovnici $\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2$ pak lze s předchozími znalostmi vyřešit jako:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{Ma_1}{Ma_2} \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{2.31}$$

Do rovnice (2.31) bude pak dosazena rovnice (2.26) a bude možné zapsat poměr tlaků v bodě 1 a 2:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{Ma_1}{Ma_2} \left(\frac{1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma_1^2}{1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma_2^2}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{2.32}$$

Vztah s tlakem lze pak snadno dosadit do stavové rovnice (2.28) a pomocí poměru teplot vyjádřeného rovnicí (2.26) lze získat i poměr hustot mezi bodem 1 a 2. Poměr hustot je zapsán rovnicí:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{Ma_1}{Ma_2} \left(\frac{1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma_2^2}{1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma_1^2}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{2.33}$$

2.3.3.Změna entropie

Základní rovnice pro změnu entropie [1] mezi dvěma body:

$$\Delta s_{1-2} = c_p \, ln\frac{T_2}{T_1} - r \, ln\frac{p_2}{p_1} \tag{2.34}$$

Pomocí rovnice pro c_p (2.35) [1] a rozměrové analýzy je možné rovnici (2.34) dále psát jako rovnici (2.36):

$$c_p = \frac{\kappa r}{\kappa - 1} \tag{2.35}$$

$$\frac{s_2 - s_1}{r} = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \, ln\frac{T_2}{T_1} - ln\frac{p_2}{p_1} \tag{2.36}$$

Při dosazení rovnice pro poměr teplot a poměr tlaků je možné změnu entropie přeformulovat jako [1]:

$$\frac{s_2 - s_1}{r} = \frac{\kappa}{\kappa - 1} ln\left(\frac{1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma_1^2}{1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma_2^2}\right) - ln\frac{Ma_1}{Ma_2}\left(\frac{1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma_1^2}{1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma_2^2}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{2.37}$$

Po úpravě lze změnu entropie mezi dvěma body Fanova procesu psát jako [1]:

$$\frac{s_2 - s_1}{r} = ln\frac{Ma_2}{Ma_1}\left(\frac{1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma_1^2}{1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma_2^2}\right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}} \tag{2.38}$$

Současně je možné pomocí znalosti rovnice (2.39) [1] dále získat jednoduchý vzorec pro poměr stagnačních tlaků:

$$\frac{p_{t2}}{p_{t1}} = e^{\frac{-\Delta s}{r}} \tag{2.39}$$

$$\frac{p_{t2}}{p_{t1}} = ln\frac{Ma_1}{Ma_2}\left(\frac{1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma_2^2}{1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma_1^2}\right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}} \tag{2.40}$$

Pomocí všech rovnic je již známo, jak získat veškeré vlastnosti v následujícím druhém bodě ke známému prvnímu bodu, který je oproti bodu 2 proti proudu a pokud je známa hodnota Machova čísla v bodě 2. Nicméně, ve velkém množství případů není známé ani jedno Machovo číslo. Zde se nabízí poněkud typické řešení, a to předpovědět konečné Machovo číslo vzhledem k počátečním podmínkám, délce potrubí, typu materiálu a spoustě dalších parametrů. Z toho plyne, že je potřeba najít závislost mezi změnou Machova čísla a třecími ztrátami.

2.3.4. Pohybová rovnice

Pohybová rovnice [1] je:

$$\frac{dp}{\rho} + \lambda \frac{v^2 dx}{2D} + g\, dz + \frac{dv^2}{2} = 0 \tag{2.41}$$

Pokud bude do této rovnice dosazena stavová rovnice ideálního plynu a vztah pro výpočet Machova čísla a rychlosti zvuku, bude možné zapsat [1]:

$$\frac{dp}{p}(rT) + \lambda \frac{dx\, Ma^2 \kappa r T}{2D} + g\, dz + \frac{dMa^2\, \kappa r T + Ma^2\, \kappa r\, dT}{2} = 0 \tag{2.42}$$

Nebo [1]:

$$\frac{dp}{p} + \lambda \frac{dx\, \kappa}{2D} Ma^2 + \frac{g\, dz}{rT} + \frac{\kappa}{2} dMa^2 + \frac{\kappa}{2} Ma^2 \frac{dT}{T} = 0 \tag{2.43}$$

Rovnice (2.43) je vyjádřením pohybové rovnice platné pro všechny typy stacionárního proudění ideálního plynu. Tuto rovnici je nyní možné použít pro Fanův proces. Z rovnice (2.23) a (2.25) vyplývá, že:

$$T_t = T\left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma^2\right) = konstanta \tag{2.44}$$

Pokud bude rovnice zlogaritmovaná, tak je možné zapsat jako:

$$\ln T_t + \ln\left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma^2\right) = \ln konstanty \tag{2.45}$$

A tuto rovnici pak ještě zderivovat do tvaru:

$$\frac{dT}{T} + \frac{d\left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma^2\right)}{1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma^2} = 0 \tag{2.46}$$

Konečně, tento vztah je možné dosadit za $\frac{dT}{T}$ v rovnici (2.43).

Rovnice kontinuity ideálního plynu je možné následně přepsat jako:

$$\frac{pMa}{\sqrt{T}} = konstanta \tag{2.47}$$

Následnou logaritmickou diferenciací lze zapsat:

$$\frac{dp}{p} + \frac{dMa}{Ma} - \frac{1}{2}\frac{dT}{T} = 0 \tag{2.48}$$

Nyní za $\frac{dT}{T}$ bude dosazena rovnice (2.46):

$$\frac{dp}{p} = -\frac{dMa}{Ma} - \frac{1}{2}\frac{d\left(1+\frac{\kappa-1}{2}Ma^2\right)}{1+\frac{\kappa-1}{2}Ma^2} = 0 \tag{2.49}$$

A tato rovnice je dále použitelná pro substituci $\frac{dp}{p}$ v rovnici (2.43).

Nyní bude substituováno za $\frac{dT}{T}$ a $\frac{dp}{p}$ v pohybové rovnici (2.43). V rovnici bude zanedbána potenciální složka a bude přepsána do následujícího tvaru [1]:

$$\lambda\frac{dx}{D} = \frac{d\left(1+\frac{\kappa-1}{2}Ma^2\right)}{1+\frac{\kappa-1}{2}Ma^2} - \frac{dMa^2}{Ma^2} + \frac{\kappa}{2}\frac{dMa}{Ma^3} + \frac{1}{\kappa Ma^2}\frac{d\left(1+\frac{\kappa-1}{2}Ma^2\right)}{1+\frac{\kappa-1}{2}Ma^2} \tag{2.50}$$

Poslední výraz lze pro integrování zjednodušit na [1]:

$$\frac{1}{\kappa Ma^2}\frac{d\left(1+\frac{\kappa-1}{2}Ma^2\right)}{1+\frac{\kappa-1}{2}Ma^2} = \frac{\kappa-1}{2\kappa}\frac{dMa^2}{Ma^2} - \frac{\kappa-1}{2\kappa}\frac{d\left(1+\frac{\kappa-1}{2}Ma^2\right)}{1+\frac{\kappa-1}{2}Ma^2} \tag{2.51}$$

A pohybová rovnice může být přepsána na:

$$\lambda\frac{dx}{D} = \frac{\kappa+1}{2\kappa}\frac{d\left(1+\frac{\kappa-1}{2}Ma^2\right)}{1+\frac{\kappa-1}{2}Ma^2} - \frac{\kappa+1}{2\kappa}\frac{dMa^2}{Ma^2} + \frac{2}{\kappa}\frac{dMa}{Ma^3} \tag{2.52}$$

Tato rovnice je zjednodušena pro stacionární, jednorozměrné proudění ideálního plynu, bez přestupu tepla a konání práce na konstantním kontrolním objemu a se zanedbatelnou změnou potenciálu. Integrací této rovnice mezi dvěma body bude získána rovnice následující [1]:

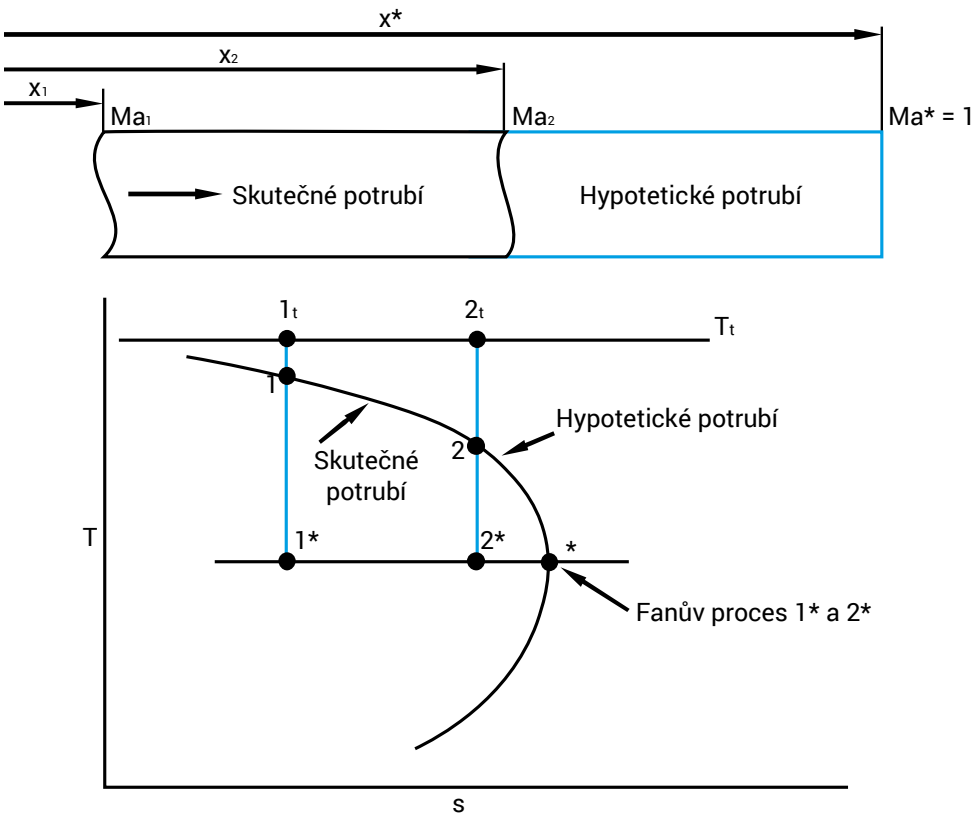
$$\lambda\frac{(x_2-x_1)}{D} = \frac{\kappa+1}{2\kappa}\ln\frac{1+\frac{\kappa-1}{2}Ma_2^2}{1+\frac{\kappa-1}{2}Ma_1^2} - \frac{1}{\kappa}\left(\frac{1}{Ma_2^2}-\frac{1}{Ma_1^2}\right) - \frac{\kappa+1}{2\kappa}\ln\frac{Ma_2^2}{Ma_1^2} \tag{2.53}$$

Z integrace je patrné, že zůstal koeficient tření konstantní.

2.4. Referenční stav

Rovnice, které jsou odvozeny v předchozí kapitole umožňují výpočet vlastností na jednom místě, pokud jsou tyto vlastnosti známé na místě jiném. Klíčem k takovému řešení je nicméně předpovězení Machova čísla na jedno místě a dosazení do rovnice (2.53). Vyřešit takovou rovnici pro hodnotu Machova čísla Ma_2 není vůbec snadné, protože není možné vyjádřit jednoznačný vztah. Proto je tedy nutné vymyslet jiný nástroj, jinou metodiku.

V této metodice bude zaveden ještě jeden referenční stav, který je definován stejným způsobem, jako při předchozím odvození (jako stav, který by existoval, pokud by tekutina dosáhla Machova čísla konkrétním procesem). V tomto případě bude proudění dále pokračovat jako Fanův proces (to znamená, že bylo přidáno další potrubí), dokud rychlost nedosáhne hodnoty Machova čísla rovného 1. Na obrázku 5 je zobrazen tento myšlený systém společně s T-s diagramem pro Fanův proces v podzvukovém proudění. Jak je již známo, pokud se bude po Fanově křivce pokračovat dále doprava, tak bude možné dosáhnout bodu s maximální entropií, kde rychlost je rovna rychlosti zvuku. Na obrázku 5 je pomocí modré čáry dále znázorněno dodané hypotetické potrubí dostatečné délky, které umožňují průtok tak, aby bylo možné projít celou horní částí křivky a dosáhnout mezního bodu. Na obrázku je dále pomocí „*“ znázorněn referenční bod Fanova procesu.



Obrázek 5: T-s diagram s referencí pro Fanův proces [dle 1]

Nicméně, pokračováním z bodu *1* nebo z bodu *2* Fanovým procesem nakonec povede ke stejnému místu, kde je rychlost rovna rychlosti zvuku, *Ma = 1*, proto je v tomto případě potřeba pouze jeden referenční stav.

Postupně budou definovány pracovní rovnice pro Fanův proces. Jako první bude připomenuta rovnice:

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma_2^2}{1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma_1^2} \tag{2.26}$$

Bod 2 bude v tomto případě jakýkoli bod v systému Fanova procesu a bod 1 bude bodem s maximální entropií.

$$T_2 \Rightarrow T$$

$$Ma_2 \Rightarrow Ma$$

$$T_1 \Rightarrow T^*$$

$$Ma_1 \Rightarrow 1$$

Předchozí rovnice může být tak přepsána na:

$$\frac{T}{T^*} = \frac{\frac{\kappa + 1}{2}}{1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma^2} = f(Ma;\ \kappa) \tag{2.54}$$

Z tohoto vztahu plyne, že poměr teplot je funkcí Machova a Poissonova čísla a je zde možné snadno vytvořit tabulku hodnot T/T^* a Ma pro konkrétní κ. S rovnicí (2.32) je pak možné naložit stejným způsobem, tedy:

$$p_2 \Rightarrow p$$

$$Ma_2 \Rightarrow Ma$$

$$p_1 \Rightarrow p^*$$

$$Ma_1 \Rightarrow 1$$

A rovnici dále přepsat s nahrazením jako:

$$\frac{p}{p^*} = \frac{1}{Ma}\left(\frac{\frac{\kappa + 1}{2}}{1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma^2}\right)^{\frac{1}{2}} = f(Ma;\ \kappa) \tag{2.55}$$

Tato rovnice dále vede i na poměr hustot, respektive rychlostí:

$$\frac{\rho}{\rho^*} = \frac{v^*}{v} = \frac{1}{Ma}\left(\frac{1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma^2}{\frac{\kappa + 1}{2}}\right)^{\frac{1}{2}} = f(Ma;\ \kappa) \tag{2.56}$$

Stejná technika bude dále aplikována na stagnaci tlakového poměru:

$$\frac{p_t}{p_t^*} = \frac{1}{Ma}\left(\frac{1+\frac{\kappa-1}{2}Ma^2}{\frac{\kappa+1}{2}}\right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}} = f(Ma;\ \kappa) \tag{2.57}$$

Na rovnici (2.53) bude opět aplikován stejný postup a výsledkem bude rovnice:

$$x_2 \Rightarrow x$$

$$Ma_2 \Rightarrow Ma$$

$$x_1 \Rightarrow x^*$$

$$Ma_1 \Rightarrow 1$$

$$\lambda\frac{(x-x^*)}{D} = \left(\frac{\kappa+1}{2\kappa}\right)\ln\frac{1+\frac{\kappa-1}{2}Ma^2}{1+\frac{\kappa+1}{2}} - \frac{1}{\kappa}\left(\frac{1}{Ma^2}-1\right) - \frac{\kappa+1}{2\kappa}\ln Ma^2 \tag{2.58}$$

Na první pohled je z obrázku 5 jasné, že rozdíl *x*-x* bude vždy záporné množství, a tak je rozumné přepsat rovnici a zjednodušit do následujícího tvaru [1]:

$$\lambda\frac{(x^*-x)}{D} = \left(\frac{\kappa+1}{2\kappa}\right)\ln\frac{1+\frac{\kappa+1}{2}Ma^2}{1+\frac{\kappa-1}{2}} + \frac{1}{\kappa}\left(\frac{1}{Ma^2}-1\right) = f(Ma;\ \kappa) \tag{2.59}$$

Množství *x** - *x* reprezentuje délku hypotetického potrubí, které je potřeba přidat, aby proudění dosáhlo stavu s maximální entropií (označeného „*“) Fanova procesu. Současně tento rozdíl může být považován za maximální délku potrubí, které je možné přidat bez změny vlastností proudění. Z tohoto vyplývá, že bude možné přepsat vztah:

$$\lambda\frac{(x^*-x)}{D} \tag{2.60}$$

Na tento vztah:

$$\frac{\lambda L_{max}}{D} \tag{2.60}$$

Z předchozích vztahů je pak jasné, jak Fanův proces je možné přepsat do tabulky a zjednodušit tak řešení tohoto problému.

3. Třecí ztráty

Třecí ztráty jsou neodmyslitelnou součástí života stejně jako technické praxe a v případě této aplikace zahrnutí třecích ztrát přibližuje výsledky výpočtu k reálnému řešení. Třecí ztráty jsou závislé nejen na proudící tekutině, respektive na jejích vlastnostech, ale také na vlastnostech potrubí jako takového. Samozřejmostí je délka potrubí, jeho průměr a hlavně drsnost. Délka potrubí jako taková je jasná, nicméně komplikace nastávají hned s průměrem potrubí. Při dlouhodobém používání potrubí v běžných venkovních podmínkách je možné, že se bude část průřezu zanášet nečistotami a rozpouštěnými látkami obsažených v tekutině. Obecně je možné předpokládat, že průřez se bude rychleji zmenšovat spíše v případech, kdy potrubím proudí kapalina. Dále je možné potrubí poškozovat rozrušením povrchu unášenými částicemi anebo průměr zmenšovat v podstatě konstantně při vytvoření povlaku z vyloučených zejména vápenatých solí [13]. Současně se změnou průřezu potrubí je také možné očekávat změnu drsnosti povrchu. Ta bude dále diskutována v podkapitole „Drsnost“. Vzhledem k nedostatku dostupných dat o vlastnostech potrubí bude ve výpočtu používán výchozí průměr potrubí v kruhovém průřezu.

Třecí ztráty se počítají z empiricky získaných vztahů. Ty se shromažďují přibližně posledních 200 let a je jich nepřeberné množství od obecně platných po vzorce použitelné čistě pro jedno použití. U nás se používá nejvíce takzvaný Darcy-Weisbachův vzorec [2] (3.1), který říká, že vliv na třecí ztráty má rychlost, konkrétně střední objemová, dále průměr a délka potrubí. Do výpočtu samozřejmě vstupuje i součinitel třecích ztrát.

$$e_z = \lambda \frac{l}{d} \frac{v^2}{2} \tag{3.1}$$

3.1. Součinitel třecích ztrát

Samozřejmé je, že tento součinitel je závislý na drsnosti potrubí, jeho průměru a velikosti Reynoldsova čísla. V první řadě se určuje tento koeficient dle rychlosti proudění, respektive jeho režimu. Současně je možné součinitel tření počítat vztahem [4]:

$$\tau = \frac{\lambda}{8} \rho v^2 \tag{3.2}$$

Hodnotu součinitele třecích ztrát je možné určit experimentálně, a to pomocí následného přepočítání z Bernoulliho rovnice, kdy bude měření aplikováno na přímý úsek potrubí s konstantním průřezem mezi body 1 a 2.

Z Bernoulliho rovnice je patrné, že v bode p_2 poklesne statický tlak oproti talku p_1 v bodě 1. Při proudění skutečné vazké tekutiny potrubím se na stěnách tvoří smykové napěti. To je možné vyjádřit vztahem [4]:

$$\tau = \frac{D}{4}\frac{p_1 - p_2}{l} \tag{3.3}$$

Takto získaný součinitel třecích ztrát je velmi jednoduché dosadit do Darcy-Weisbachova vztahu (3.2), a tak vypočítat celkovou třecí ztrátu. Bohužel v praxi není možné měřit hledaný koeficient pro každou jednu aplikaci. Z tohoto důvodu se během doby, kdy tento problém existuje, získalo experimentálně několik desítek empirických vztahů, které jsou rozděleny podle režimu proudění.

3.1.1.Laminární oblast proudění

V tomto režimu je λ závislé pouze na hodnotě Reynoldsova čísla. Pro připomenutí je za laminární proudění považováno to, kdy je Reynoldsovo číslo menší než 2 320. Výpočet třecího součinitele pro laminární oblast proudění je zapsán v rovnici (3.4), které se jinak říká Hagen-Poiseuillova.

$$\lambda = \frac{64}{Re} \tag{3.4}$$

V běžné inženýrské praxi se nesetkáváme s laminárním prouděním, a proto je nutné zmínit také proudění turbulentní, respektive přechodové.

3.1.2.Přechodová oblast proudění

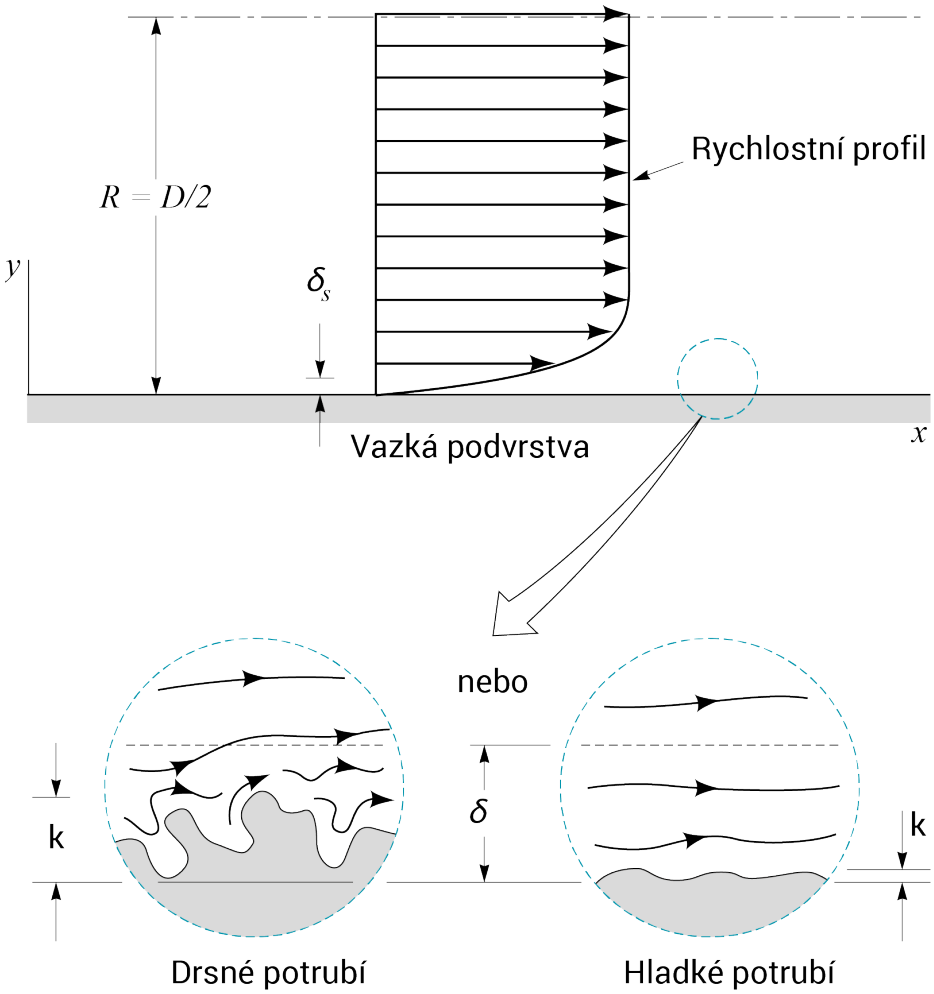
Tato oblast se dle očekávání nachází mezi laminárním a plně vyvinutým turbulentním prouděním, a tedy Reynoldsovo číslo je v rozmezí od 2 320 do 13 800. Velikost oblasti je nicméně proměnlivá. Toto rozmezí platí ve chvíli, kdy se rychlost postupně zvyšuje. Pokud se naopak rychlost proudění postupně snižuje, tak je toto rozmezí Reynoldsova čísla od 2 320 do 4 000. To vyplývá z toho, že turbulentní proudění je možné přeměnit zpět na laminární mnohem obtížněji než naopak.

3.1.3.Turbulentní oblast proudění

Jak už z předchozích popisů vyplývá, turbulentní proudění je takové, které má větší Reynolsovo číslo než 13 800, respektive 4 000. Turbulentní oblast je dále rozdělena na 3 režimy. Tyto režimy je možné rozdělit podle kritérií dle zdroje [4]. Současně je také možné hranice mezi jednotlivými režimy vypočítat vztahem podle Karmána (3.5), který vyjadřuje

tloušťku vazké podvrstvy. Vazká podvrstva zobrazená na obrázku 6 se nachází blízko stěny potrubí a převažuje zde vazké tečné napětí před zdánlivým turbulentním.

$$\delta = \frac{32{,}5 D_h}{\sqrt{\lambda}\, Re} \tag{3.5}$$



Obrázek 6: Vazká podvrstva [2]

Výpočet tloušťky vazké podvrstvy δ (3.5) [4] je opět získán empiricky. Přestože je tato tloušťka téměř zanedbatelná, tak významně ovlivňuje třecí ztráty.

První režim turbulentního proudění je oblast hydraulicky hladkého potrubí, třetí režim je pak oblast hydraulicky drsného potrubí. Druhá oblast je oblastí přechodovou. První část je od druhé oddělena podmínkou [4]:

$$\delta = 5k \tag{3.6}$$

Na tomto rozdělení je pak možné pomocí dosazení vzorce pro výpočet relativní drsnosti (3.7) do rovnice pro velikost vazké podvrstvy (3.5) spočítat Reynoldsovo číslo ve tvaru (3.8).

$$k_r = \frac{k}{D_h} \tag{3.7}$$

$$Re_{1-2} = \frac{6{,}5}{k_r\sqrt{\lambda}} \tag{3.8}$$

Druhá část od třetí je pak oddělena podmínkou [4]:

$$\delta = \frac{k}{5} \tag{3.9}$$

Ekvivalentně k hodnotě Reynolsova čísla na předchozím rozdělení je i zde možné postupovat stejně a získat hodnotu Reynoldsova čísla (3.10) na hraně mezi 2. a 3. režimem turbulentního proudění

$$Re_{2-3} = \frac{162{,}5}{k_r\sqrt{\lambda}} = 25\, Re_{1-2} \tag{3.10}$$

3.1.3.1. Oblast hydraulicky hladkého potrubí

Z předchozího popisu vyplývá, že tato oblast je zprava omezena podmínkou (3.6) velikosti tloušťky vazké podvrstvy, kdy je velikost vazké podvrstvy větší než pětinásobek absolutní drsnosti. Zda je proudění v oblasti hydraulicky hladkého potrubí také ukáže porovnání Reynoldsova čísla s hodnotou $Re_{1\text{-}2}$, kdy musí platit, že:

$$Re < Re_{1-2} \tag{3.11}$$

V této oblasti je dostupná celá řada vztahů, použití je pak závislé na konkrétních podmínkách proudění. Zde je uveden pouze krátký výčet.

- **Konakov [3]:**

$$\lambda = 0{,}309\left[\log\left(\frac{Re}{7}\right)\right]^{-2} \tag{3.12}$$

- **Blasius [3]: Pro $Re < 10^5$**

$$\lambda = 0{,}3164 Re^{-0{,}25} \tag{3.13}$$

- **Drew [3]: Pro $Re < 10^6$**

$$\lambda = 0{,}0056 + 0{,}5 Re^{-0{,}32} \tag{3.14}$$

- **Herman [3]: Pro $Re < 10^8$**

$$\lambda = 0{,}0054 + 0{,}395Re^{-0{,}3} \tag{3.156}$$

- **Lees [3]: Pro $Re < 15 \cdot 10^6$**

$$\lambda = 0{,}00714 + 0{,}61Re^{-0{,}35} \tag{3.16}$$

- **Nikuradse [3]:**

$$\lambda = 0{,}0032 + 0{,}221Re^{-0{,}237} \tag{3.17}$$

- **Prandtl-Karmán [3]:**

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2\log\left(\frac{Re\sqrt{\lambda}}{2{,}51}\right) \tag{3.18}$$

$$\lambda = (1{,}8\log(Re) - 1{,}5)^{-2} \tag{3.19}$$

3.1.3.2. Oblast hydraulicky drsného potrubí

I zde z předchozího popisu vyplývá, že tato oblast je zprava omezena podmínkou velikosti vazké podvrstvy. V tomto případě je proudění z této oblasti, pokud je velikost laminární podvrstvy menší než pětinásobný podíl absolutní drsnosti potrubí. Hydraulicky drsné potrubí má pak Reynolsovo číslo větší, než je hodnota $Re_{2\text{-}3}$, a tedy musí platit, že:

$$Re > Re_{2-3} \tag{3.20}$$

I zde je pak celá řada vztahů:

- **Nikuradse [3]:**

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2\log\left(\frac{k}{3{,}71D}\right) \tag{3.21}$$

- **Schifrinson [3]: Pro $Re > 1,25 \cdot \frac{D}{k}$**

$$\lambda = 0{,}11\left(\frac{D}{k}\right)^{-0{,}25} \tag{3.22}$$

- **Teplov [3]:**

$$\lambda = \left(1{,}8\log\frac{D}{2k} + 2{,}19\right)^{-2} \tag{3.23}$$

3.1.3.3. Přechodová oblast turbulentního proudění

Přechodová oblast turbulentního proudění je taková oblast, kdy Reynoldsovo číslo splňuje následující podmínku:

$$Re_{1-2} < Re < Re_{2-3} \tag{3.24}$$

I v této oblasti je samozřejmě hned několik známých vztahů. Krátký výčet opět následuje:

- **Al´tšul (A) [3]: Pro $\boldsymbol{Re > 400 \cdot \frac{D}{k}}$**

$$\lambda = 0{,}11\left(\frac{k}{D} + \frac{68}{Re}\right)^{\frac{1}{4}} \tag{3.25}$$

- **Frenkel [3]:**

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2\,log\left[\frac{k}{3{,}7\,D} + \left(\frac{6{,}81}{Re}\right)^{0{,}9}\right] \tag{3.27}$$

- **Moody (A) [3]: Pro $\boldsymbol{Re \geq 4 \cdot 10^3}$**

$$\lambda = 0{,}0055\left[1 + \left(2 \cdot 10^4\,\frac{k}{D} + \frac{10^6}{Re}\right)^{\frac{1}{3}}\right] \tag{3.28}$$

- **Moody (B) [3]: Pro $\boldsymbol{Re < 10^7}$**

$$\lambda = 0{,}25\left[log\left(\frac{15}{Re} + \frac{k}{3{,}7D}\right)\right]^{-2} \tag{3.29}$$

- **Swamee a Jain (1976) [9]:**

$$\lambda = \frac{0{,}25}{\left[log\left(\frac{k}{3{,}7\,D} + \frac{5{,}74}{Re^{0{,}9}}\right)\right]^2} \tag{3.30}$$

3.1.3.4. Univerzální vztahy pro výpočet součinitele tření v turbulentním režimu proudění

Dále je zde i několik dalších empirických vztahů, díky kterým je možné počítat koeficient třecí ztráty bez ohledu na konkrétní turbulentní režim.

- **Colebrook-White [12]:**

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2\,log\left(\frac{k}{3{,}7\,D} + \frac{2{,}51}{Re\,\sqrt{\lambda}}\right) \tag{3.31}$$

- **Barr (1981) [11]:**

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2\,log\left[\frac{k}{3{,}7\,D} + \frac{4{,}518\log\left(\frac{Re}{7}\right)}{Re\left(1 + \frac{Re^{0{,}52}}{29}\left(\frac{k}{D}\right)^{0{,}7}\right)}\right] \tag{3.32}$$

- **Haaland (1983) [10]:**

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -1{,}8\,log\left[\left(\frac{k}{3{,}7D}\right)^{1{,}11} + \frac{6{,}9}{Re}\right] \tag{3.33}$$

- **Chen (1979) [8]:**

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2\,log\left\{\frac{k}{3{,}7065D} - \frac{5{,}0452}{Re}log\left[\left(\frac{1}{2{,}8257}\right)\left(\frac{k}{D}\right)^{1{,}1098} + \frac{5{,}8506}{Re^{0{,}8981}}\right]\right\} \tag{3.34}$$

- **Churchill (1977) [8]:**

$$\lambda = 8\left[\left(\frac{8}{Re}\right)^{12} + (A+B)^{-\frac{3}{2}}\right]^{\frac{1}{12}} \tag{3.35}$$

$$A = \left\{-2ln\left[\left(\frac{\frac{k}{D}}{3{,}7}\right) + \left(\frac{7}{Re}\right)^{0{,}9}\right]\right\}^{16} \tag{3.36}$$

$$B = \left(\frac{37530}{Re}\right)^{16} \tag{3.37}$$

- **Manadilli (1997) [10]:**

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2\,log\left[\frac{k}{3{,}7D} + \frac{95}{Re^{0{,}983}} - \frac{96{,}82}{Re}\right] \tag{3.38}$$

- **Romeo a kolektiv (2002) [10]:**

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2\,log\left[\frac{k}{3{,}7065D} - A\frac{5{,}0272}{Re}\right] \tag{3.39}$$

$$A = \log\left\{\frac{k}{3{,}827D} - \frac{4{,}567}{Re}log\left[\left(\frac{k}{7{,}7918D}\right)^{0{,}9924} + \left(\frac{5{,}3326}{208{,}815 + Re}\right)^{0{,}9345}\right]\right\} \tag{3.40}$$

- **Round (1980) [10]: Pro $\boldsymbol{4 \cdot 10^3 < Re < 4 \cdot 10^8;\ 0 < k < 0{,}05}$**

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -1{,}8\,log\left[0{,}135\frac{k}{D} + \frac{6{,}5}{Re}\right] \tag{3.41}$$

- **Serghide [7]:**

$$\lambda = 8\left[A - \left(\frac{(B-A)^2}{C-2B+A}\right)\right]^{-2} \tag{3.42}$$

$$A = -2\,log\left(\frac{k}{3{,}7D} + \frac{12}{Re}\right) \tag{3.43}$$

$$B = -2\,log\left(\frac{k}{3{,}7D} + \frac{2{,}51\,A}{Re}\right) \tag{3.44}$$

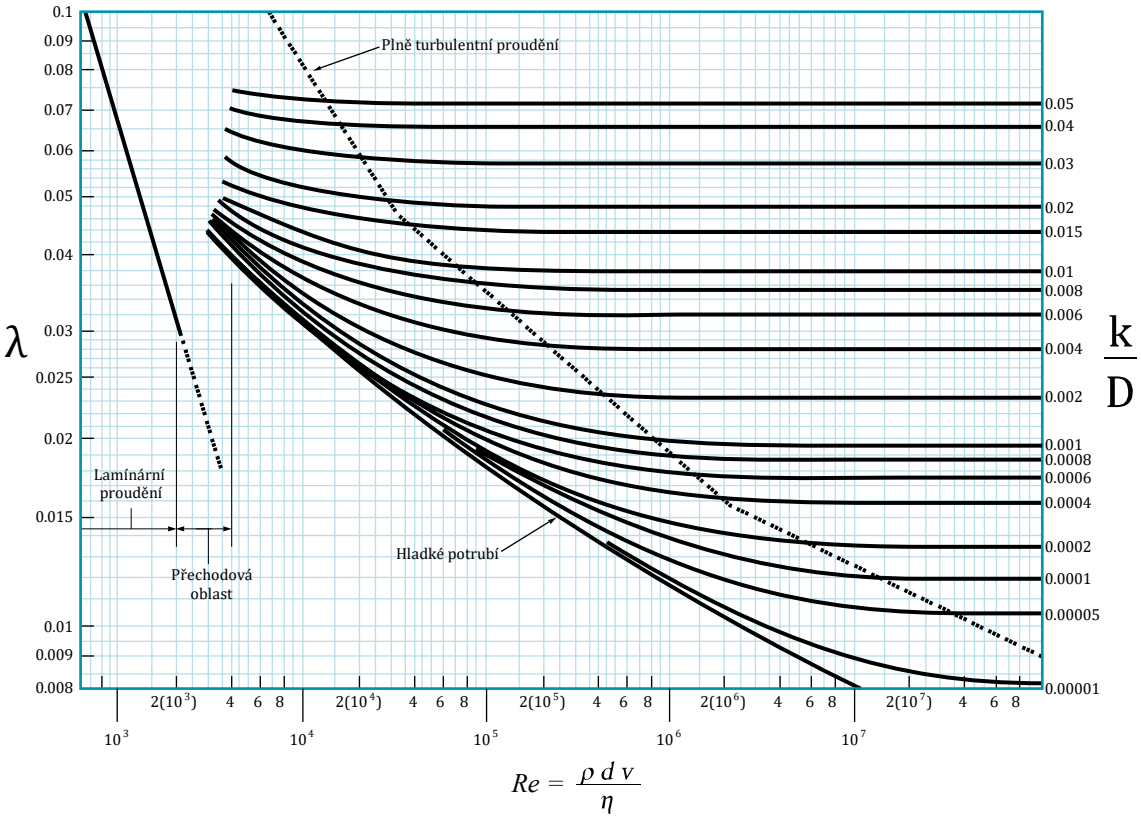
- **Zigrang a Sylvester (1982) [7]: 4 000 $< Re <$ 10^8**

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2\,log\left\{\frac{k}{3{,}7D} - \frac{5{,}02}{Re}\,log\left[\frac{k}{3{,}7D} - \frac{5{,}02}{Re}\,log\left(\frac{k}{3{,}7D} + \frac{13}{Re}\right)\right]\right\} \tag{3.45}$$

3.1.3.5. Moodyho diagram

Z předchozího přehledu vzorců je nutné se zaměřit zejména na ty univerzální pro všechny režimy turbulentního proudění. Tím nejzajímavějším je bez pochyby Colebrook-Whiteoův vztah (3.31), jehož výhodou je to, že jeho matematický zápis byl převeden do grafické podoby pomocí takzvaného Moodyho diagramu.

V diagramu je velmi snadné se orientovat pouze na základě znalosti Reynoldsova čísla a poměru mezi absolutní drsností a průměru potrubí. Moodyho diagram je na obrázku 7.



Obrázek 7: Moodyho diagram [2]

Moodyho diagram je v základu rozdělen na laminární a turbulentní proudění, podle kterého se vypočte příslušné Reynoldsovo číslo. Pro výpočet Reynoldsova čísla musí být známa průtoková rychlost, velikost a materiál potrubí. Dle tabulky je také nutné zvolit odpovídající absolutní drsnost potrubí, která bude přepočítána na relativní pomocí známého průměru porubí. V levé části diagramu je pak polopřímka, která odpovídá rovnici (3.4) a znázorňuje laminární proudění.

V grafu je na x-ové souřadnici vyneseno dále Reynolsovo číslo. Na levé straně grafu je pak následně vynesen součinitel ztráty třením λ. Na pravé straně grafu je pak relativní drsnost potrubí.

Pro určení součinitele ztráty třením bude zvolena metoda odečtení hodnoty z Moodyho diagramu. To má velmi prostý důvod, ve vstupních údajích pro výpočet není dostupná rychlost proudění, a tak není možné získat Reynoldsovo číslo, a tedy vědět správný režim proudění. Z praxe je pouze očekávatelné, že se problém nachází v oblasti turbulentního proudění.

3.2. Drsnost

Při popisu výpočtu součinitele třecích ztrát byla několikrát zmíněna drsnost potrubí. Samotná drsnost je tedy nutná ke správnému určení hledané hodnoty λ.

Na úvod je nutné rozlišit drsnost absolutní a relativní. Absolutní nebo také hydraulická drsnost ve své podstatě nereflektuje skutečný vliv vlastností povrchu na hledaný součinitel ztrát třením. Ten je správně uchopen pomocí relativní drsnosti, kdy je vztažena absolutní drsnost na charakteristický rozměr potrubí. V tomto případě, jak už Moodyho diagram napověděl se jedná o průměr D.

$$\frac{\mathrm{k}}{D} \equiv relativní\ drsnost\ (k_r) \tag{3.47}$$

Pro technicky vyráběná potrubí je hned několik dostupných hodnot absolutní (hydraulické) drsnosti. Hodnoty jsou přehledně sepsány do tabulky 1. Vzhledem k tomu, že není známo, z jakého materiálu a v jakém stavu se potrubí ve výpočtu nachází, bude počítáno s nepříznivou variantou, kdy je potrubí ocelové, svařované a silně zrezivělé. V tomto případě je tedy absolutní drsnost potrubí *k = 3 mm*. Pro potrubí s průměrem *300 mm* je pak relativní drsnost $\frac{\mathrm{k}}{D} = 0{,}01$ a pro potrubí s průměrem *100 mm* je to $\frac{\mathrm{k}}{D} = 0{,}03$.

Materiál	Typ	Stav, stáří	k (mm)		
Mosaz, měď	Bezešvé	Hladké	0,0015 – 0,01	0 – 0,0015	-
Ocel	Bezešvé	Nové, nepoužité	0,02 – 0,1	0,04	0,01 – 0,02
		Vyčištěné po delším používání	Do 0,04	0,15	0,15
		Po delším provozu	-	-	0,3
	Svařované	V dobrém stavu bez ohledu na stáří, nebo nové	0,04 – 0,1	0,05 – 0,1	0,03 – 0,1
		Použité, mírně zrezivělé	0,15	Do 0,4	0,3 – 0,7
		Silně zrezivělé	-	-	2 – 4
Zdroj			*[5]*	*[6]*	*[13]*

Tabulka 1: Absolutní drsnosti různých materiálů

3.3. Závěr

Pomocí určení relativní drsnosti povrchu potrubí je z Moodyho diagramu stanoven součinitel třecích ztrát pro potrubí s průměrem *300 mm* $\lambda_{300} = 0{,}06$ a pro potrubí s průměrem *100 mm* $\lambda_{100} = 0{,}075$.

4. Místní ztráty

V případě zvoleného postupu pro výpočet dané problematiky je nutné zmínit společně s třecími ztrátami také ztráty místní. V nejjednodušším vysvětlení je možné místní ztráty připsat geometrickým změnám potrubí. Tyto změny mají za následek vznik vírů v tekutině, kdy se kinetická energie vírů odebírá z celkové energie primárního proudu. A tedy tato energie disipuje neboli se mění na teplo.

4.1. Součinitel místní ztráty

K výpočtu velikostí místní ztráty se používá vztah [2], kde ζ je ztrátový součinitel:

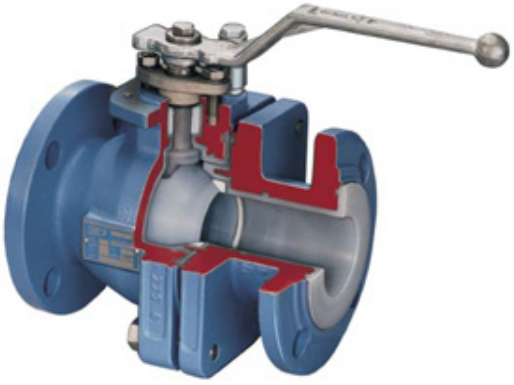
$$e_z = \zeta \frac{v^2}{2} \tag{4.1}$$

Ztrátový součinitel ζ je závislý na geometrii problému a při nízkých rychlostech v také na Reynoldsově číslu *Re.* Vzhledem k očekávaným rychlostem proudění v zadaných potrubích v tomto případě tedy záleží pouze na geometrii místní ztráty. Tyto koeficienty jsou v drtivé většině případů získávány experimentálním měřením a pro široké použití jsou dostupné v celé řadě odborných materiálů.

Pro výpočet zadaného potrubí je nutné znát ztrátový součinitel ζ pro koleno, změnu směru realizovanou T spojkou, pro kulový kohout, šoupě a sedlový ventil.

4.1.1. Místní ztráta v kulovém kohoutu

Kulový kohout, v angličtině ball valve, je vyobrazen na obrázku 8. V základu se jedná o jeden z nejběžnějších vodovodních kohoutů používaných v domácnosti. Zdroj [2] uvádí celkem 3 ztrátové součinitele, které jsou vypsané v tabulce 2.



Obrázek 8: Kulový kohout [14]

Popis	Zcela otevřený kulový kohout	Zavřený o $\frac{1}{3}$	Zavřený o $\frac{2}{3}$
Hodnota ζ	0,05	5,5	210

Tabulka 2: Součinitel místní ztráty v kulovém kohoutu [2]

Pro výpočet bude uvažována varianta zcela otevřeného kulového kohoutu, a tedy hodnota *ζ = 0,05*.

4.1.2. Místní ztráta v sedlovém ventilu

Sedlový ventil, v angličtině globe valve, je zobrazen na obrázku 9. V běžné praxi je na první pohled patrný zejména podle ovládacího kola. Zdroj [2] uvádí pouze součinitel ztráty pro zcela otevřený ventil, a to *ζ = 10*.

Obrázek 9: Sedlový ventil [16]

Obrázek 10: Šoupě [15]

4.1.3. Místní ztráta v šoupěti

Šoupě, v angličtině gate, je zobrazeno na obrázku 10. Zdroj [2] uvádí celkem 4 ztrátové součinitele, které jsou vypsané v tabulce 3.

Popis	Zcela otevřené šoupě	Zavřený o $\frac{1}{4}$	Zavřený o $\frac{1}{2}$	Zavřený o $\frac{3}{4}$
Hodnota ζ	0,15	0,26	2,1	17

Tabulka 3: Součinitel místní ztráty pro šoupě [2]

Pro výpočet bude uvažována varianta zcela otevřeného šoupěte, a tedy hodnota $\zeta = 0{,}15$.

4.1.4. Místní ztráta v „T“ spojce

T spojka umožňuje rozdělení proudu do 2 směrů, z pravidla právě ve tvaru písmena T. Zdroj [2] uvádí celkem 4 hodnoty, s ohledem na změnu směru, nebo v závislosti připojení na zbytek soustavy, a to pomocí závitu, nebo přírubou. Hodnoty jsou v tabulce 4.

Popis	**Proudění v linii, příruba**	**Proudění v linii, zašroubováno**	**Změna o 90°, příruba**	**Změna o 90°, zašroubováno**
Hodnota ζ	0,2	0,9	1	2

Tabulka 4: Součinitele místních ztrát v "T" spojkách [2]

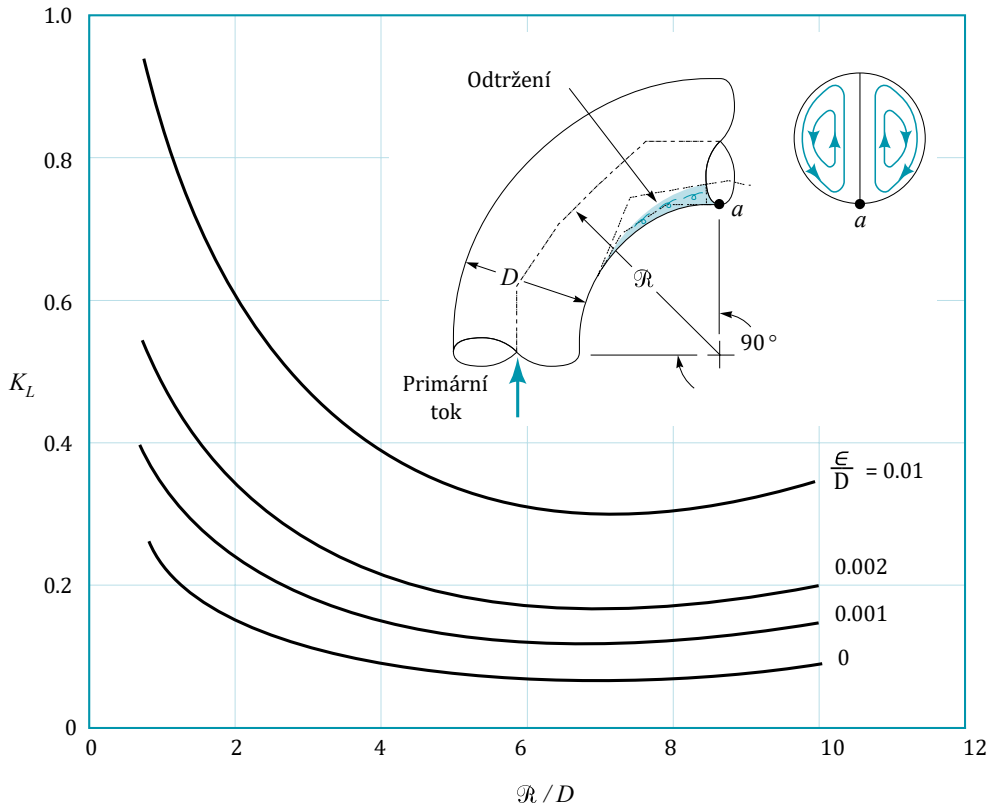
4.1.5. Místní ztráta v koleni

Popis ztráty v koleni je poněkud složitější, nicméně hledanou hodnotu je možné určit správně s větší jistotou než u případů předešlých. Hodnota ζ je závislá celkem na 3 parametrech. Tím prvním je drsnost potrubí, a tedy velikost součinitele tření. Dalším parametrem je pak průměr potrubí a střední poloměr kolene.

Pro odečtení součinitele místní ztráty v koleni je zde zobrazen diagram [2] na obrázku 11, ze kterého je možné odečíst hledané hodnoty. Pro výpočet jsou potřeba 4 různé dle vlastností geometrie. Odečtené hodnoty jsou v tabulce 5.

Průměr potrubí (mm)	**Střední poloměr kolene (mm)**	**R/D (1)**	**Relativní drsnost (1)**	**Součinitel ztráty v koleni (1)**
300	450	1,5	0,01	0,71
100	450	4,5	0,03	0,39
100	400	4	0,03	0,42
100	200	2	0,03	0,63

Tabulka 5: Přehled potřebných součinitelů místních ztrát v koleni [2]



Obrázek 11: Diagram pro určení součinitele místní ztráty v koleni [2]

4.2. Závěr

Z dostupných zdrojů byly odečteny součinitele místních ztrát. V principu u všech zmíněních ventilů a „T“ spojky je hodnota součinitele ztráty ζ orientační, a to z důvodu chybějících dat o geometriích jednotlivých prvků. Nicméně, řádově by součinitele měly odpovídat skutečnosti.

Všechny potřebné hodnoty součinitele ztrát ζ pro výpočet jsou sepsány přehledně do tabulky 6 s výjimkou těch v koleni, ty se nachází v tabulce 5.

Geometrie	**Součinitel místní třecí ztráty**
Kulový kohout (B)	0,05
Šoupě (S)	0,15
Sedlový ventil (G)	10
T – přímý směr (R)	0,2
T – změna směru o 90° (V)	1

Tabulka 6: Přehled potřebných místních ztrát [2]

5. Trasové uzávěry

Dle normy TPG 935 01 je k dispozici celkem 11 typových konstrukcí trasových uzávěrů. Pro výpočet přichází v úvahu TK-1, TK-4, TK-6 a TK-10, ke kterým jsou dostupná data o provozních stavech uvedena v tabulce 7. Data jsou získána od vedoucího práce.

Trasový uzávěr	Varianta	Parametry				
		Tlak před	Tlak za	DN1	DN2	DN odfuk
TK-1	1A	80	80	1400	-	300
TK-1	1B	80	0	1400	-	300
TK-1	1C	40	0	500	-	100
TK-1	1D	80	0	1400	-	300
TK-1	1E	40	0	500	-	100
TK-4	4A	75	75	700	100	100
TK-4	4B	75	0	700	100	100
TK-4	4C	40	0	500	100	100
TK-6	6A	40	0	500	100	100
TK-10	10A	40	0	500	-	100
TK-10	10B	80	00	700	100	100

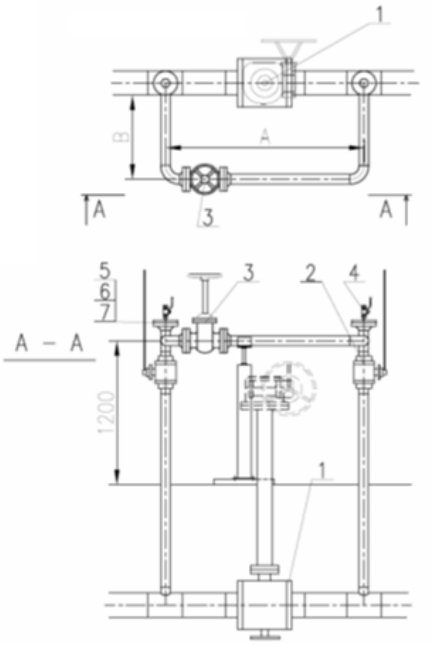
Tabulka 7: Vstupní data pro výpočet typových konstrukcí

V následujících podkapitolách bude popsána geometrie 4 vybraných typových konstrukcí tvarových uzávěrů s ohledem na zdroj [17].

5.1. Typová konstrukce TK-1

Typová konstrukce s označením TK-1 je používaná zejména pro řešení trasového uzávěru, který se nachází na linii, nebo na odbočce z hlavní linie. Používá se pro průměr potrubí DN 150 mm až DN 500 mm. Je určená pro provedení trasového uzávěru nad zemí, kdy je hlavní armatura uložena pod zemí. Pokud bude typová konstrukce TK-1 provedena s úpravou, která vyplývá hlavně z předimenzování pro vyšší zátěž a použití armatur s obvyklými pohony, tak je možné tuto konstrukci použít i pro trasové uzávěry s průměrem DN 600 mm a DN 700 mm. Na obrázku 12

je nakreslena tato konstrukce a v tabulce 8 jsou popsány jednotlivé části této konstrukce.



Obrázek 12: Typová konstrukce TK-1 [17]

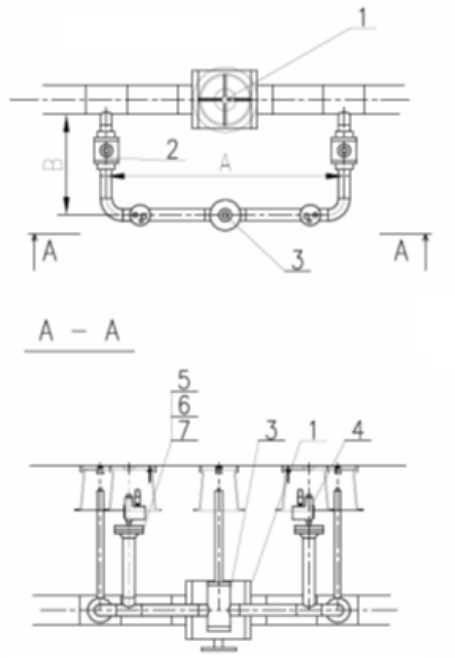
Pozice	Popis
1	Kulový kohout
2	Kulový kohout
3	Šoupě – Přepouštěcí armatura
4	Odfuková armatura – Sedlový ventil

Tabulka 8: Popis typové konstrukce TK-1 [17]

5.2. Typová konstrukce TK-4

Typová konstrukce s označením TK-4 je používaná zejména pro řešení trasového uzávěru, který se nachází na linii, nebo na odbočce z hlavní linie. Používá se pro průměr potrubí DN 150 mm až DN 500 mm. Je určená pro provedení trasového uzávěru pod zemí, kdy je hlavní armatura a obtok uložen také pod zemí. Z toho plyne, že se jedná o řešení podzemí, které je ekvivalentní k typové konstrukci TK-1. Tato typová konstrukce se nepoužívá při řešení pro průměr potrubí DN 600 mm a DN 700 mm, a to z důvodu obvyklého osazení pohonu na hlavní armatuře. Pokud je potřeba použití pro tyto průměry, tak se tato typová konstrukce nahrazuje už

zmíněnou variantou TK-1. Na obrázku 13 je nakreslena tato konstrukce a v tabulce 9 jsou popsány jednotlivé části této konstrukce.



Obrázek 13:Typová konstrukce TK-4 [17]

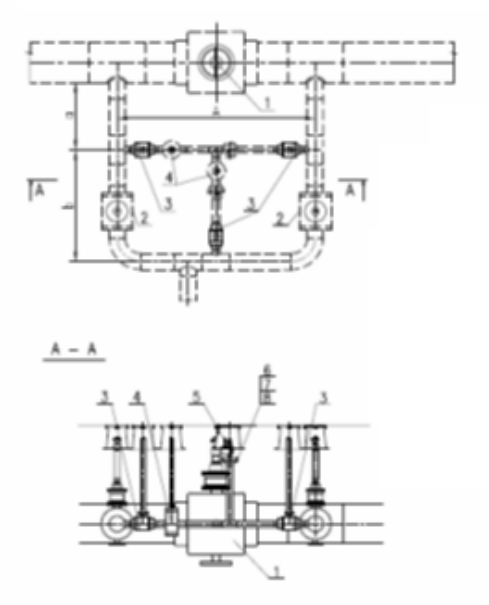
Pozice	Popis
1	Kulový kohout
2	Kulový kohout
3	Šoupě – Přepouštěcí armatura
4	Odfuková armatura – Sedlový ventil

Tabulka 9: Popis typové konstrukce TK-4 [17]

5.3. Typová konstrukce TK-6

Typová konstrukce s označením TK-6 je používaná pro řešení trasového uzávěru, který se nachází na linii s průměrem DN 150 mm až DN 500 mm a s odbočkou s průměrem DN 150 mm až DN 500 mm. Je určená pro provedení trasového uzávěru pod zemí a v částech vysokotlakého plynovodu (VTL), kde je vyžadováno napojení odbočky z obou stran hlavní linie. To je způsobeno zachováním funkčnosti, při odstavení jedné strany hlavní linie, kdy bude nadále fungovat zásobování odbočky z druhé strany hlavní linie. Napojení odbočky je na obou stranách plnohodnotné v průměru DN odbočky. Typová konstrukce TK-6 je pak podzemním ekvivalentem varianty typové konstrukce TK-3, která je nadzemní. Pro TK-3 nejsou dostupná data

provozních stavů, a tak zde nebude diskutována. Tato typová konstrukce se nepoužívá při řešení pro průměr potrubí DN 600 mm a DN 700 mm, stejně jako varianta TK-4, a to ze stejného důvodu. I v tomto případě se nahrazuje svou nadzemní ekvivalencí, tedy typovou konstrukcí TK-3. Na obrázku 14 je nakreslena tato konstrukce a v tabulce 10 jsou popsány jednotlivé části této konstrukce.



Obrázek 14: Typová konstrukce TK-6 [17]

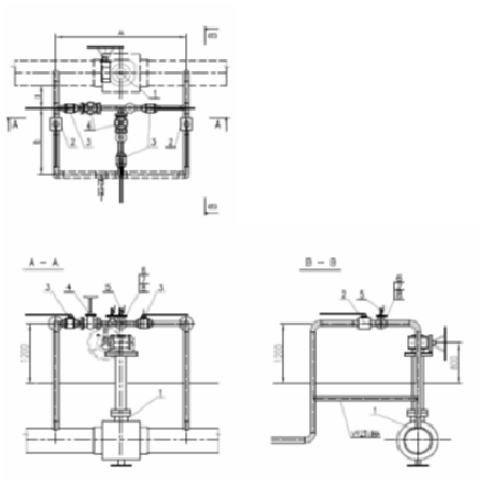
Pozice	Popis
1	Kulový kohout
2	Kulový kohout
3	Kulový kohout
4	Šoupě – Přepouštěcí armatura
5	Odfuková armatura – Sedlový ventil

Tabulka 10: Popis typové konstrukce TK-6 [17]

5.4. Typová konstrukce TK-10

Typová konstrukce s označením TK-10 je používaná pro řešení trasového uzávěru, který se nachází na linii s průměrem DN 150 mm až DN 500 mm a s odbočkou do průměru DN 100 mm včetně. Je určená pro provedení trasového uzávěru nad zemí a v částech vysokotlakého plynovodu (VTL), kde je vyžadováno napojení odbočky z obou stran hlavní linie. To je způsobeno zachováním funkčnosti, při odstavení jedné strany hlavní linie, kdy bude nadále fungovat zásobování odbočky z druhé

strany hlavní linie. Napojení odbočky je na obou stranách plnohodnotné v průměru DN odbočky. Pokud bude typová konstrukce TK-1 provedena s úpravou, která vyplývá hlavně z předimenzování pro vyšší zátěž a použití armatur s obvyklými pohony, tak je možné tuto konstrukci použít i pro trasové uzávěry s průměrem DN 600 mm a DN 700 mm. Na obrázku 15 je nakreslena tato konstrukce a v tabulce 11 jsou popsány jednotlivé části této konstrukce.



Obrázek 15: Typová konstrukce TK-10 [17]

Pozice	Popis
1	Kulový kohout
2	Kulový kohout
3	Kulový kohout
4	Šoupě – Přepouštěcí armatura
5	Odfuková armatura – Sedlový ventil

Tabulka 11: Popis typové konstrukce TK-10 [17]

6. Aplikace Fanova procesu

Dle zadání práce má být síla působící na plynové obtoky počítána pomocí Fanova procesu, respektive tedy veličiny, které jsou pro výpočet síly potřebné. Proto tedy zde byla uvedena tato teorie. Společně s vysvětlením třecích a místních ztrát, a také s tím, co jsou plynové obtoky a trasové uzávěry by mělo být dostupné vše, co je potřeba.

Pro samotný výpočet Fanova procesu byl vytvořen řešící program. V tomto programu jsou jako první stanoveny geometrické vlastnosti trasových uzávěrů, provozní podmínky a zjištěné hodnoty všech ztrát. O těchto všech parametrech je tedy možné mluvit jako o vstupních parametrech.

Program funguje na principu rozšíření délky potrubí o náhradní délky, které odpovídají jednotlivým místním ztrátám. Čím je ztráta větší, tím se potrubí prodlouží o větší část, která je dále úměrná podle průměru potrubí děleného třecím součinitelem. Celá takováto myšlená délka potrubí je dále rozdělena na stejně velké části podle zvoleného kroku. V principu platí, že čím více kroků je, tím je výsledek přesnější. Současně s tímto rozdělením potrubí je také v programu označeno, které části odpovídají potrubí standardnímu a které tomu náhradnímu.

Vzhledem k Fanově procesu program postupně řeší hodnotu Machova čísla po zadaném dělícím kroku, stejně jako celkový tlak a teplotu. Hodnota hustoty je počítána ze stavové rovnice, stejně jako je dopočítávána rychlost zvuku, ze které se pak počítá rychlost proudění.

Machovo číslo je tedy řešeno s ohledem na jeho kritickou rychlost na výstupu z potrubí, a to tak, že funkce v první řadě řeší rovnici (2.53), ve které hledá hodnotu Ma_1 při zadaných ostatních hodnotách. Funkce se řeší po jednotlivých krocích, ve kterých se postupně zmenšuje rozdíl $x_2 - x_1$, jak výpočet postupuje na konec potrubí. Hodnota Ma_2 je vždy stejná a odpovídá kritickému Machovu číslu.

V okamžiku, kdy je znám vývoj Machova čísla po rozšířené délce potrubí, tak je možné pomocí rovnice (6.1) spočítat změnu celkového tlaku po délce rozšířeného potrubí. Obdobně je také vypočítána hodnota teploty pomocí rovnice (6.2).

$$p_2 = p_1 \frac{Ma_1}{Ma_2} \left(\frac{1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma_1^2}{1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma_2^2} \right)^{\frac{1}{2}} \tag{6.1}$$

$$T_2 = T_1 \frac{1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma_1^2}{1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma_2^2} \tag{6.2}$$

Současně se také počítá hodnota poměru tlaku ke statickému tlaku, a tak je možné do výsledných diagramů vykreslit nejen vývoj celkového tlaku, ale také toho statického.

Dále ze známé hodnoty tlaku a teploty může být zjištěna hustota v daném bodě pomocí rovnice (6.3) a vypočítána rychlost zvuku na základě teploty pomocí rovnice (2.30).

$$\rho = \frac{p}{rT} \tag{6.3}$$

Poslední zbývá zjistit už jen velikost rychlosti proudění v daném bodě, a to pomocí vyřešení rovnice (2.29).

Po výpočtu všech těchto hodnot je nutné data zpětně zpracovat a vykreslit je do diagramů. Aby výsledky odpovídaly realitě, je nutné z výsledných vektorů odebrat ty, které odpovídají náhradním částem potrubí za místní ztráty. Toto odebrání ve výsledných grafech způsobí zlom, či skok.

Výstupem této práce má pak být silové namáhání obtoku od proudící tekutiny. Silové namáhání je stejně jako zbytek výpočtu rozděleno po zadaných krocích. Výpočet funguje na principu změny toku hybnosti a součtu sil působících na potrubí a bude zobrazeno dle jednotlivých složek do všech směrů potrubí. V principu se síla na jednu část potrubí počítá jako spojité zatížení q pomocí rovnice (6.4).

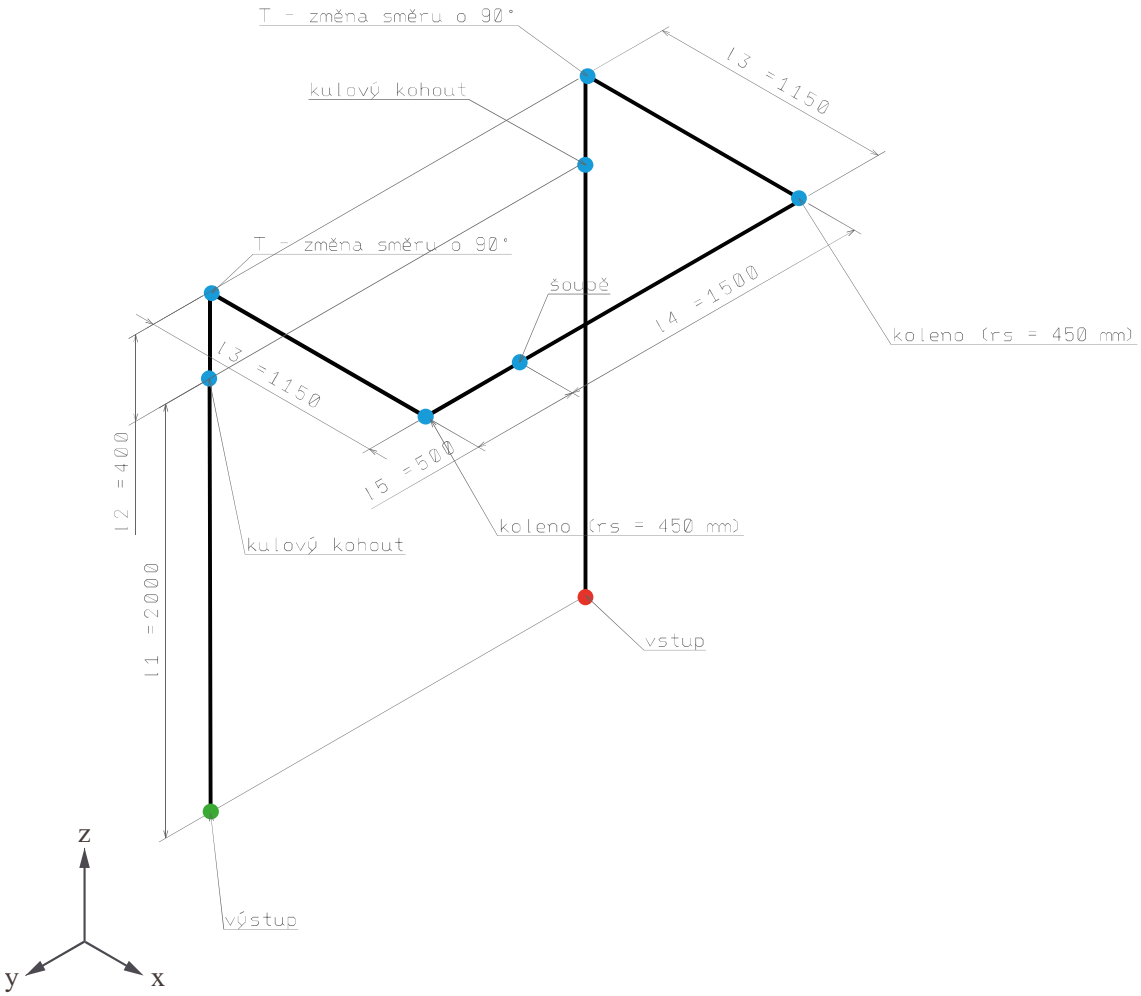
$$q_i = \frac{A(v_1^2 \rho_1 + p_1 - v_2^2 \rho_2 - p_2)}{\Delta x_i} \tag{6.4}$$

Vykreslení grafu pak probíhá obdobně jako u těch předchozích. Vzhledem k zjednodušení výpočtu není v tomto případě brán v úvahu reálný výpočet kolene, kde se jedna složka síly postupně mění v druhou.

7. Výpočet

7.1. Varianta 1B a 1C

Na obrázku 16 je zjednodušeně znázorněno přepouštění variantou typové konstrukce TK-1 a cesta, kterou proudí tekutina. Rozdíl mezi variantou 1B a 1C je v provozním stavu a v průměru potrubí. Rozdílná velikost potrubí má vliv na hodnotu relativní drsnosti potrubí a na velikost místní ztráty v koleni. Konstanty jsou uvedeny v tabulce 12. Současně jsou na obrázku 16 zaneseny další rozměry potrubí a prvky pro určení místních ztrát. Celková délka potrubí je 9,1 metru. Poloměr kolen je r_s = 450 mm.

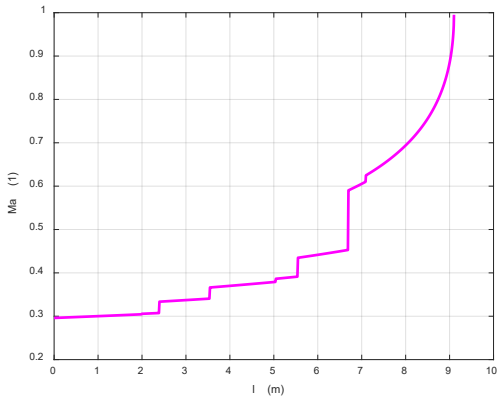


Obrázek 16: Schéma varianty 1B a 1C

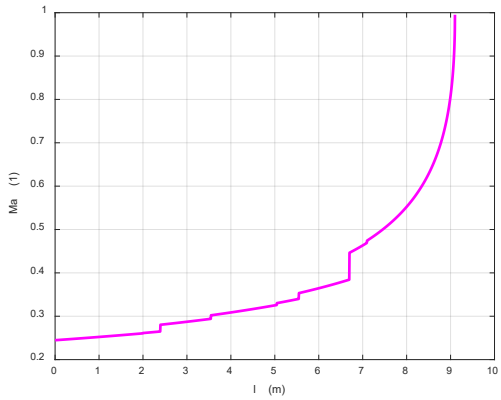
	Varianta 1B	Varianta 1C
Tlak na vstupu	80 MPa	40 MPa
Průměr potrubí	300 mm	100 mm
Poloměr kolene	450 mm	
Součinitel třecí ztráty	0,06	0,075
Součinitel místní ztráty v koleni	0,71	0,39
Součinitel místní ztráty v kulovém kohoutu	0,05	
Součinitel místní ztráty v šoupěti	0,15	
Součinitel místní ztráty v T spojce (90°)	1	

Tabulka 12: Vstupní hodnoty pro výpočet varianty 1B a 1C

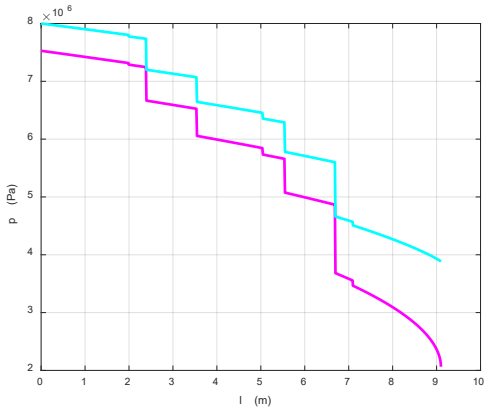
Výpočtem varianty 1B a 1C pomocí Fanova procesu byl v první řadě získán graf závislosti Machova čísla na délkové souřadnici podél potrubí, který je zobrazen na obrázku 17 pro variantu 1B, respektive obrázku 18 pro variantu 1C. Z obou grafů je patrné, že byla splněna podmínka kritického Machova čísla na výstupu z potrubí. Současně je z obou diagramů patrné rozdělení potrubí mezi prvky místních ztrát. V tomto případě jich je 8.



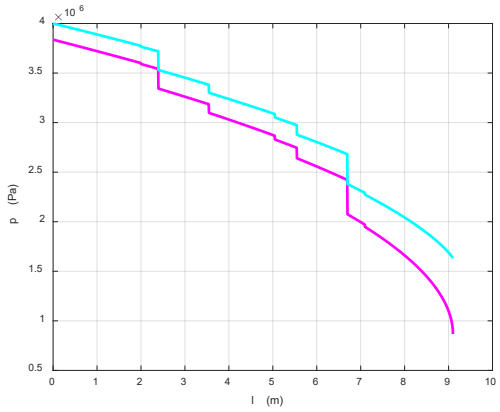
Obrázek 17: Závislost Machova čísla na délkové souřadnici potrubí varianty 1B



Obrázek 18: Závislost Machova čísla na délkové souřadnici potrubí varianty 1C



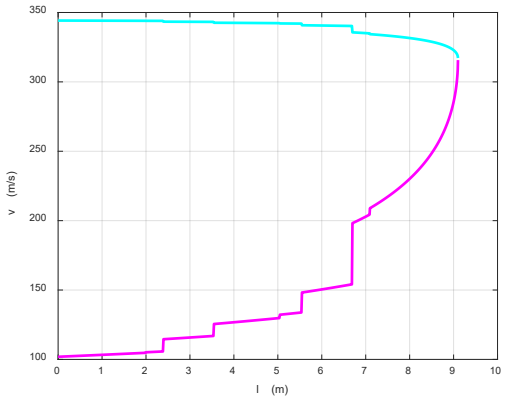
Obrázek 19: Závislost celkového a statického tlaku na souřadnici potrubí varianty 1B



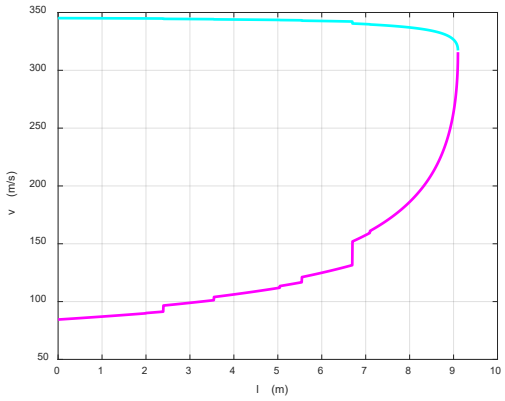
Obrázek 20: Závislost celkového a statického tlaku na souřadnici potrubí varianty 1C

Jedním z klíčových průběhů pro určení síly působící na potrubí je závislost celkového tlaku, v grafech azurovou barvou, opět na délkové souřadnici. Ta je zobrazena na obrázku 19, respektive na obrázku 20. Jako u předchozích diagramů je zde patrné rozdělení na 8 dílů, s tím, že sklon jednotlivých úseček mezi místními ztrátami je dán hodnotou součinitele třecích ztát. Se vzrůstající ztrátou je pak pokles způsobený třením větší. Z grafů je také patrné, že největší pokles zapříčiněný místní ztrátou je v T spojce, která mění směr proudění o 90°. Současně je také možné pozorovat, že u varianty 1B je téměř 2x větší ztráta v koleni. Nejmenší ztráta je pak v místě kulového kohoutu. U varianty 1B je tlak na konci potrubí 3,88 MPa. U varianty 1C je to 1,63 MPa. Z těchto hodnot vyplývá, že tlak na výstupu z obtoku není stejný, jako tlak na výstupu zadaný, tedy atmosférický. Tento rozdíl má bezpochyby vliv na další část potrubí. V tomto případě by bylo vhodné tuto část potrubí například podrobit CFD výpočtu a zjistit tak vliv proudění na výslednou napjatost, nicméně CFD výpočet není zde předmětem zkoumání.

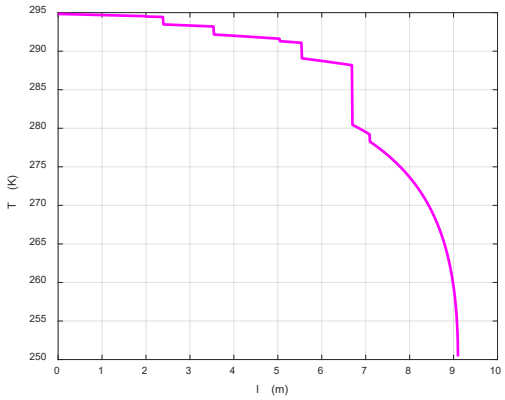
Pro určení síly na potrubí je také důležitá změna rychlosti proudící tekutiny v potrubí. Ta je zobrazena na obrázku 21 pro variantu 1B a na obrázku 22 pro variantu 1C. Jak už bylo řečeno, výpočet rychlosti je postupně proveden přes rychlost zvuku a k výpočtu rychlosti zvuku je zase nutné znát teplotu. Proto je zde nutné ukázat i závislost teploty na délkové souřadnici potrubí. Ta je zobrazena na obrázku 23, respektive na obrázku 24. U obou variant je patrné, že teplota na výstupu z potrubí je stejná, liší se pouze teplota na vstupu. To také zapříčiňuje, že rychlost na vstupu do potrubí je rozdílná oproti té na výstupu. Opět je možné rozeznat jednotlivé části potrubí, a i v tomto případě změnu rychlosti, respektive teploty vlivem třecích i místních ztrát. Rychlost variant 1B i 1C na výstupu z potrubí je téměř totožná, a to 315,69 ms^{-1}, což je 1 136,48 kmh^{-1}.



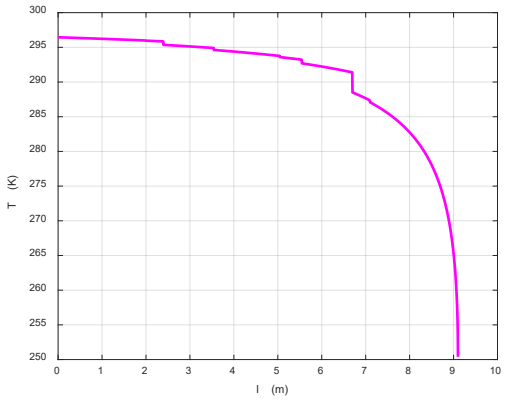
Obrázek 21: Změna rychlost proudící tekutiny a změna rychlosti zvuku na délkové souřadnici potrubí varianty 1B



Obrázek 22: Změna rychlost proudící tekutiny a změna rychlosti zvuku na délkové souřadnici potrubí varianty 1C

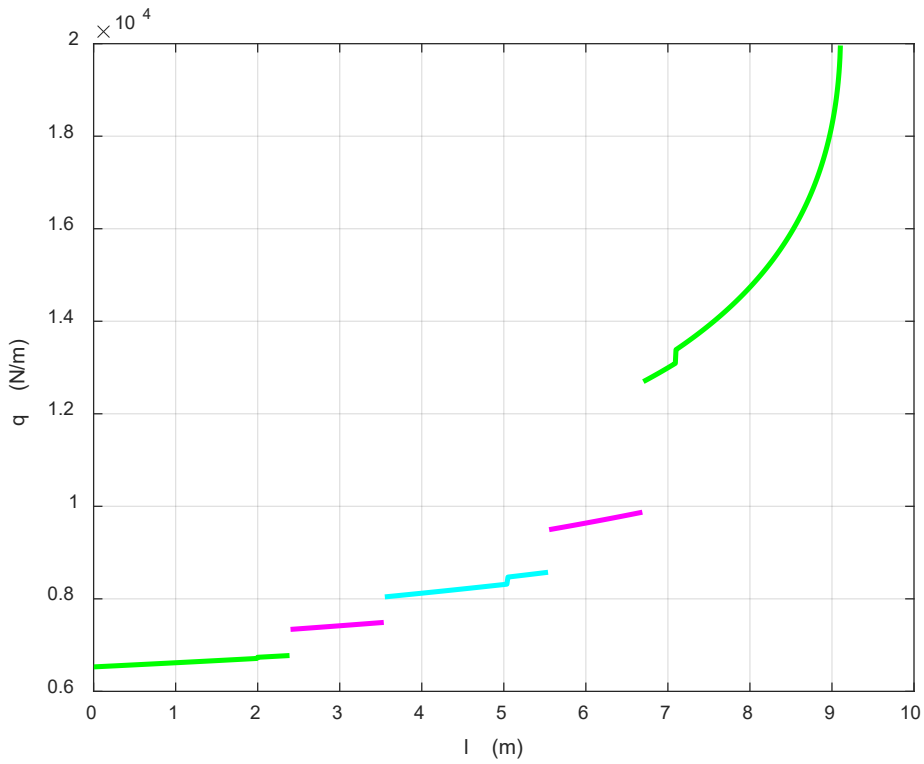


Obrázek 23: Závislost teploty na délkové souřadnici potrubí varianty 1B

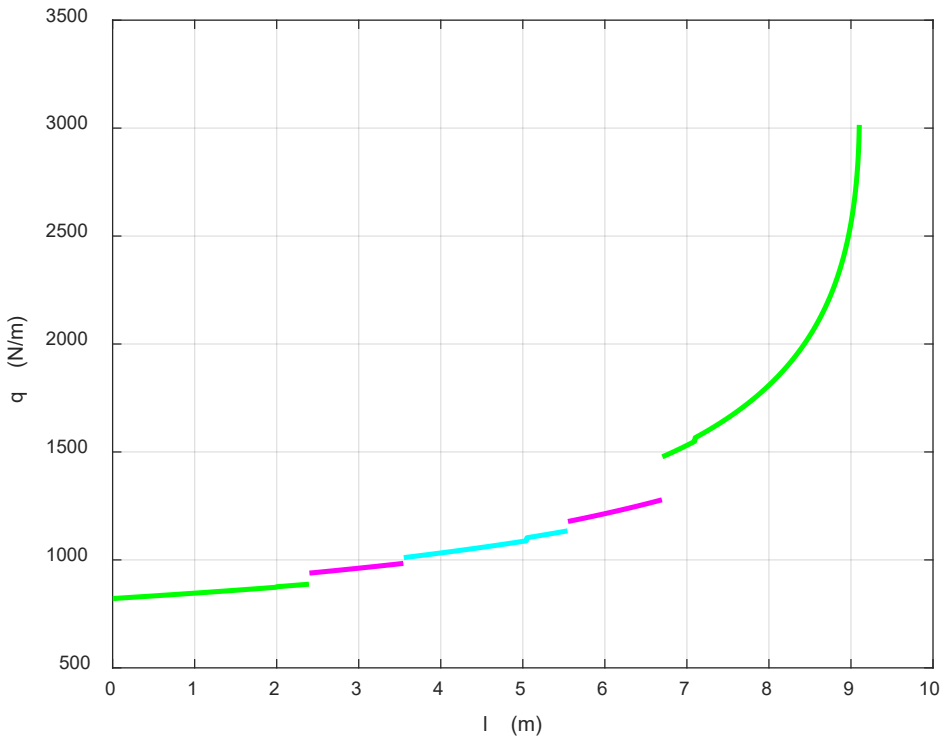


Obrázek 24: Závislost teploty na délkové souřadnici potrubí varianty 1C

Pomocí aplikace Fanova procesu, změny toku hybnosti a součtu sil působících na potrubí bylo možné také získat diagramy pro silové působení na obtok, které jsou vyneseny na obrázku 25, respektive na obrázku 26. Zelenou barvou je zanesena síla působící na potrubí v ose „z“, růžovou barvou na potrubí v ose „x“ a modrou barvou v ose „y“.



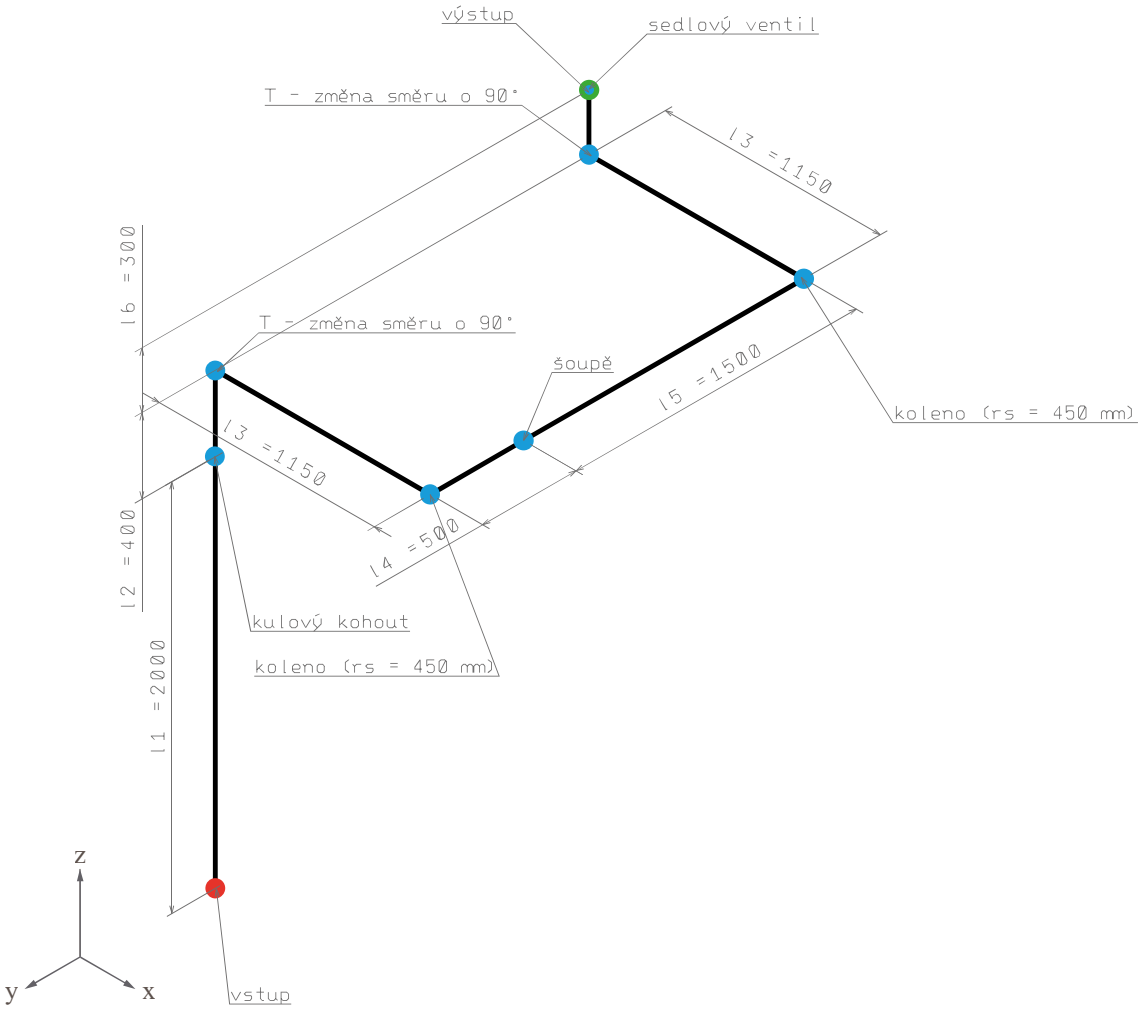
Obrázek 25: Rozložení síly po délce potrubí u varianty 1B



Obrázek 26: Rozložení síly po délce potrubí u varianty 1C

7.2. Varianta 1D a 1E

Na obrázku 27 je zjednodušeně znázorněno, na rozdíl od varianty 1B, respektive 1C, odplyňování variantou typové konstrukce TK-1 a cesta, kterou proudí tekutina. Rozdíl mezi variantou 1D a 1E je v provozním stavu a v průměru potrubí. Rozdílná velikost potrubí má vliv na hodnotu relativní drsnosti potrubí a na velikost místní ztráty v koleni. Konstanty jsou uvedeny v tabulce 13. Současně jsou na obrázku 27 zaneseny další rozměry potrubí a prvky pro určení místních ztrát. Celková délka potrubí je 7 metrů. Poloměr kolene je r_s = 450 mm.

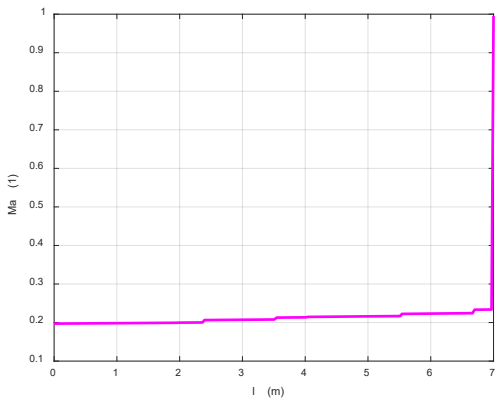


Obrázek 27: Schéma varianty 1D a 1E

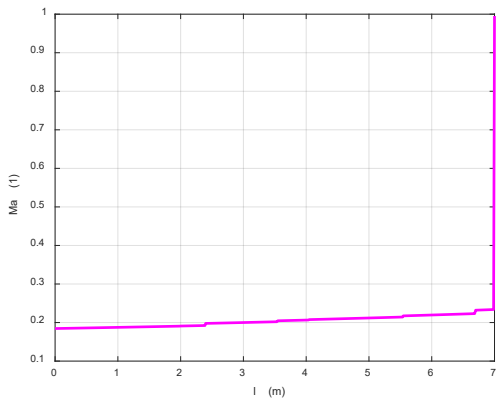
	Varianta 1D	Varianta 1E
Tlak na vstupu	80 MPa	40 MPa
Průměr potrubí	300 mm	100 mm
Poloměr kolene	450 mm	
Součinitel třecí ztráty	0,06	0,075
Součinitel místní ztráty v koleni	0,71	0,39
Součinitel místní ztráty v kulovém kohoutu	0,05	
Součinitel místní ztráty v šoupěti	0,15	
Součinitel místní ztráty v T spojce (90°)	1	
Součinitel místní ztráty v sedlovém ventilu	10	

Tabulka 13: Vstupní hodnoty pro výpočet varianty 1D a 1E

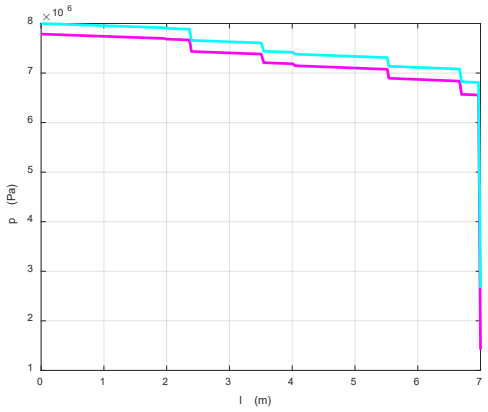
Stejně jako u předchozích 2 variant byl i zde výpočtem pomocí Fanova procesu v první řadě získán graf závislosti Machova čísla na délkové souřadnici podél potrubí, tentokrát tedy pro variantu 1D a 1E. Ten je zobrazen na obrázku 28 pro variantu 1D, respektive obrázku 29 pro variantu 1E. Z obou grafů je patrné, že byla splněna podmínka kritického Machova čísla na výstupu z potrubí. Současně je z obou diagramů patrné rozdělení potrubí mezi prvky místních ztrát. V tomto případě jich je 7 a místní ztráta se nachází i na výstupu z potrubí, a to v podobě sedlového ventilu.



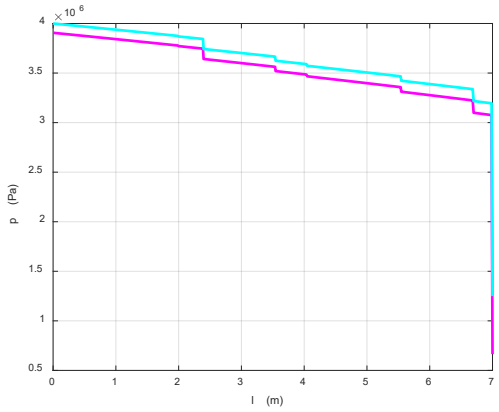
Obrázek 28: Závislost Machova čísla na délkové souřadnici potrubí varianty 1D



Obrázek 29: Závislost Machova čísla na délkové souřadnici potrubí varianty 1E



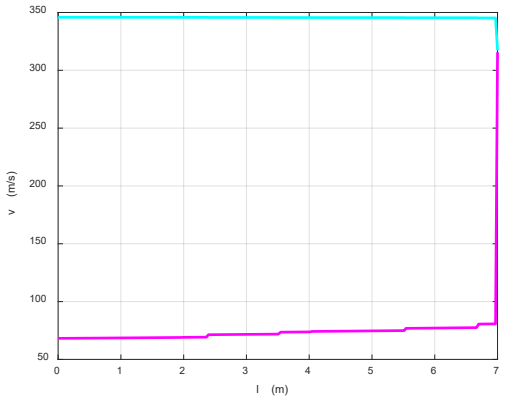
Obrázek 30: Závislost celkového a statického tlaku na souřadnici potrubí varianty 1D



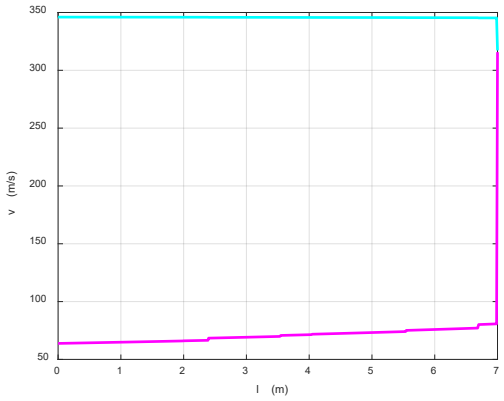
Obrázek 31: Závislost celkového a statického tlaku na souřadnici potrubí varianty 1E

Jak už bylo řečeno, jedním z klíčových průběhů pro určení síly působící na potrubí je závislost celkového tlaku opět na délkové souřadnici. Ta je zobrazena na obrázku 30, respektive na obrázku 31 azurovou barvou. Jako u předchozích diagramů je zde patrné rozdělení na 7 dílů, s tím, že i zde platí stejné zákonitosti, jako u 2 předchozích variant. Z grafů je patrné, že největší pokles zapříčiněný místní ztrátou je tentokrát na výstupu z potrubí v sedlovém ventilu. Současně je také možné pozorovat, že u varianty 1D je téměř 2x větší ztráta v koleni. Nejmenší ztráta je pak v místě kulového kohoutu. U varianty 1D je tlak na konci potrubí 2,66 MPa. U varianty 1E je to 1,25 MPa. I v těchto variantách je tlak na výstupu větší než atmosférický. Vzhledem k tomu, že v této variantě plyn vytéká do atmosféry, tak není nutné žádnou další část podrobovat CFD výpočtu, jen je třeba dávat pozor na rychlost proudu na výstupu.

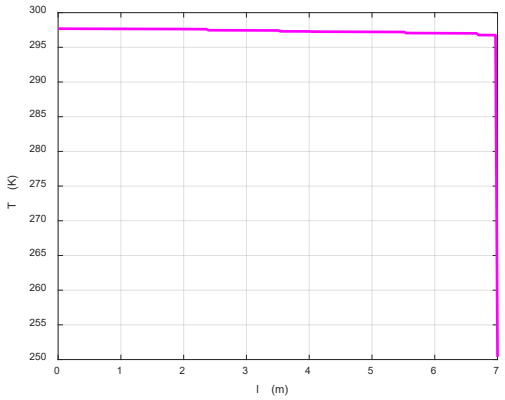
Pro určení síly na potrubí je také důležitá změna rychlosti proudící tekutiny v potrubí. Ta je zobrazena na obrázku 32 pro variantu 1D a na obrázku 33 pro variantu 1E. Jak už bylo řečeno, výpočet rychlosti je postupně proveden přes rychlost zvuku a k výpočtu rychlosti zvuku je zase nutné znát teplotu. Proto je zde nutné ukázat i závislost teploty na délkové souřadnici potrubí. Ta je zobrazena na obrázku 34, respektive na obrázku 35. U obou variant je patrné, že teplota na výstupu z potrubí je stejná, liší se pouze teplota na vstupu. To také zapříčiňuje, že rychlost na vstupu do potrubí je rozdílná oproti té na výstupu. Opět je možné rozeznat jednotlivé části potrubí, a i v tomto případě změnu rychlosti, respektive teploty vlivem třecích i místních ztrát. Rychlost variant 1D i 1E na výstupu z potrubí je téměř totožná, a to 315,69 ms^{-1}, což je 1 136,48 kmh^{-1}.



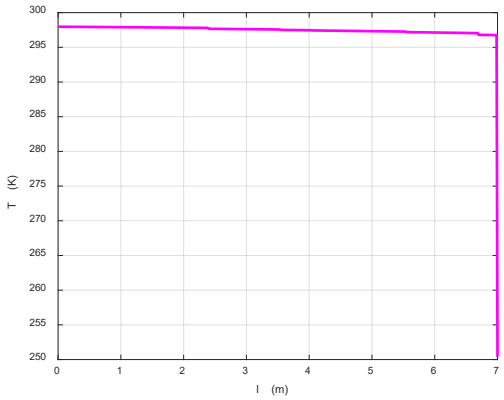
Obrázek 32: Změna rychlost proudící tekutiny a změna rychlosti zvuku na délkové souřadnici potrubí varianty 1D



Obrázek 33: Změna rychlost proudící tekutiny a změna rychlosti zvuku na délkové souřadnici potrubí varianty 1E

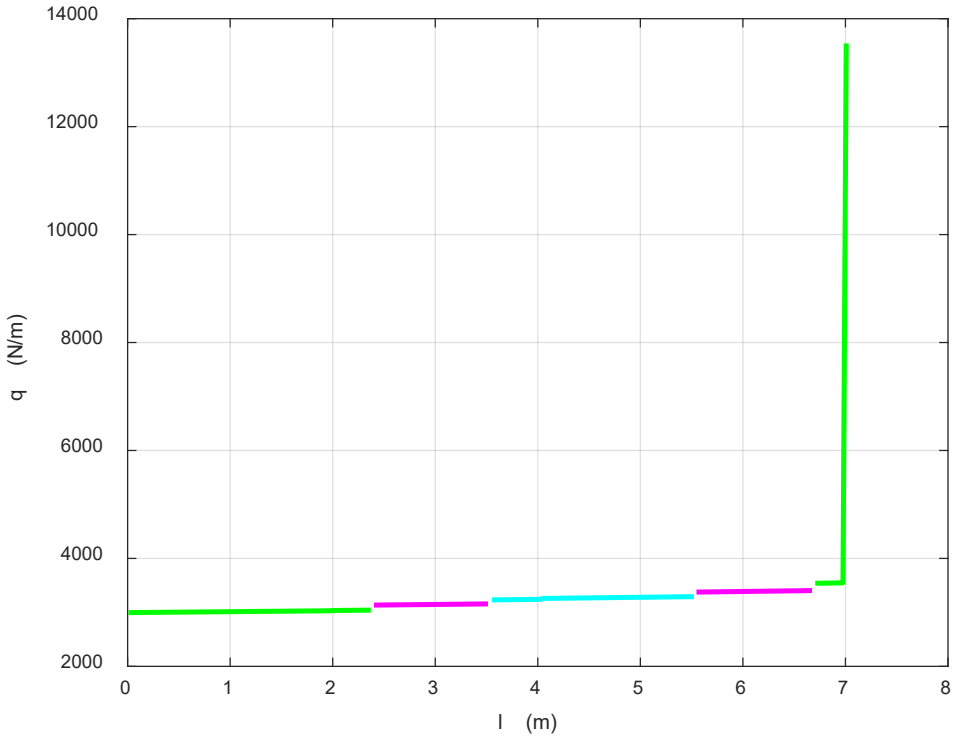


Obrázek 34: Závislost teploty na délkové souřadnici potrubí varianty 1D

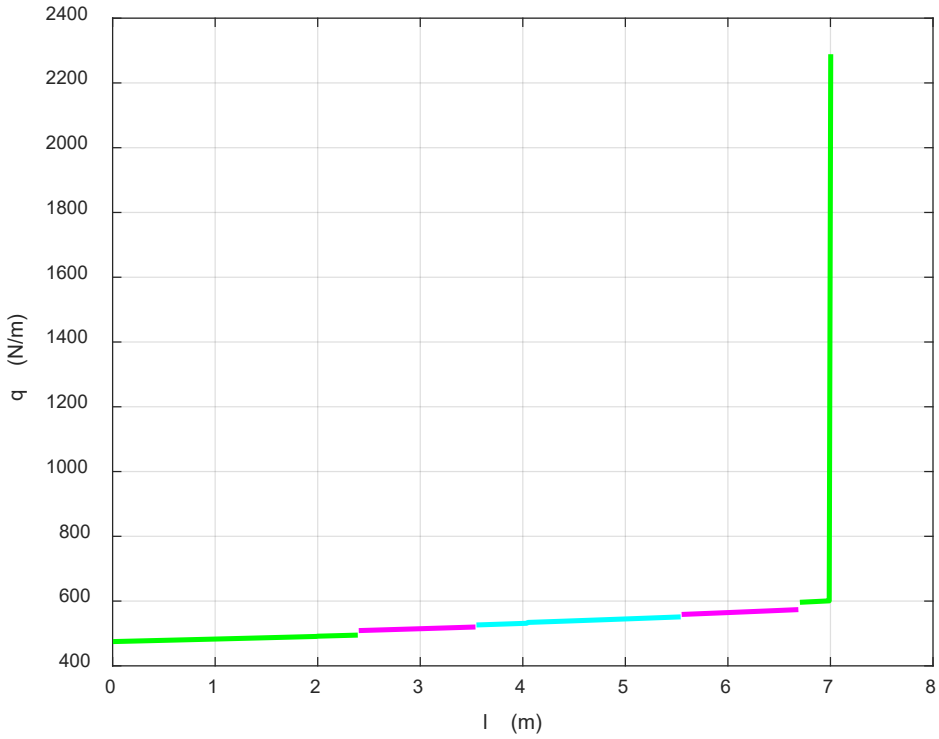


Obrázek 35: Závislost teploty na délkové souřadnici potrubí varianty 1E

Pomocí aplikace Fanova procesu, změny toku hybnosti a součtu sil působících na potrubí bylo možné také získat diagramy pro silové působení na obtok, které jsou vyneseny na obrázku 36, respektive na obrázku 37. Zelenou barvou je zanesena síla působící na potrubí v ose „z“, růžovou barvou na potrubí v ose „x“ a modrou barvou v ose „y“.



Obrázek 36: Rozložení síly po délce potrubí u varianty 1D

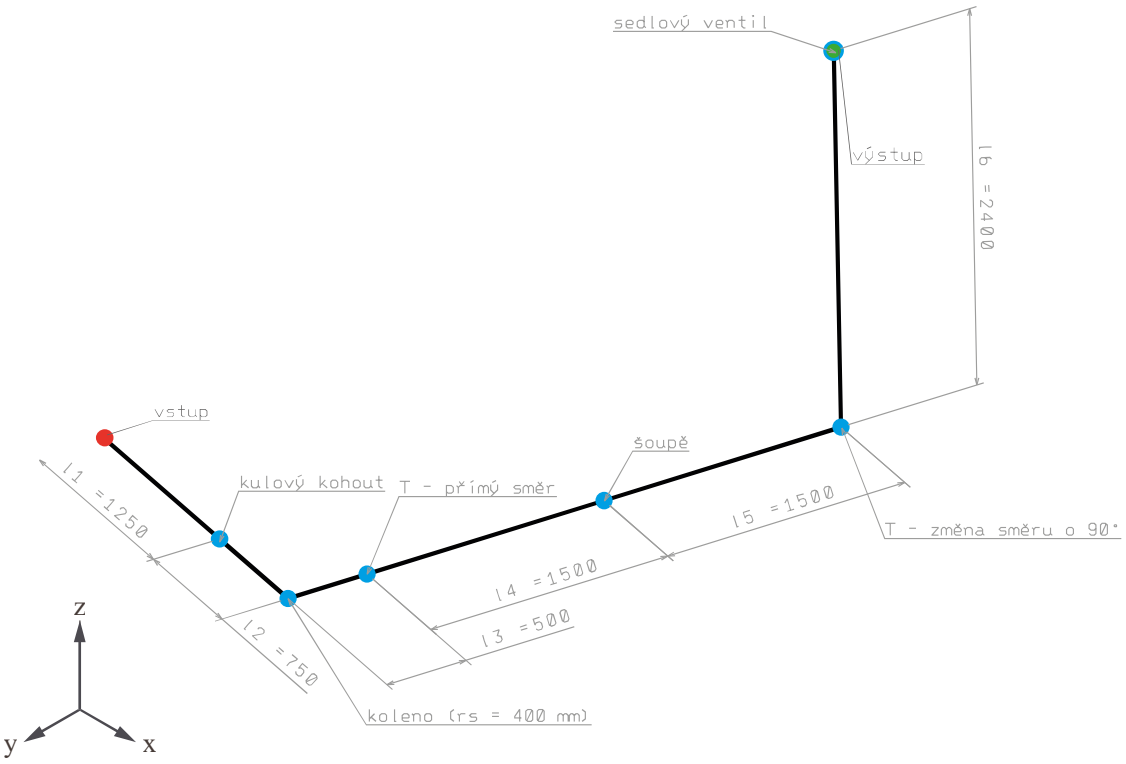


Obrázek 37: Rozložení síly po délce potrubí u varianty 1E

7.3. Varianta 4B a 4C

Pro výpočet byly dále vybrány varianty s typovou konstrukcí TK-4, které jsou podzemní alternativou variant typové konstrukce TK-1.

Na obrázku 38 je zjednodušeně znázorněno, stejně jako u varianty 1D a 1E, odplyňování variantou typové konstrukce TK-4 a cesta, kterou proudí tekutina ve variantě 4B. Rozdíl mezi variantou 4B a 4C je v provozním stavu a v délce potrubí. Obě varianty mají stejný průměr. V tomto případě bude pouze rozdíl mezi hodnotou místní ztráty v koleni, jelikož poloměr kolene varianty 4C je 2x menší. Konstanty a rozdílné délky jsou uvedeny v tabulce 14. Současně jsou na obrázku 38 zaneseny další rozměry potrubí a prvky pro určení místních ztrát. Celková délka potrubí varianty 4B je 7,85 metrů a 4C je 3,55 metru.

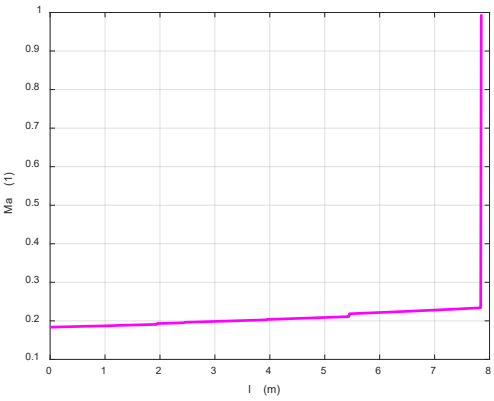


Obrázek 38: Schéma varianty 4B

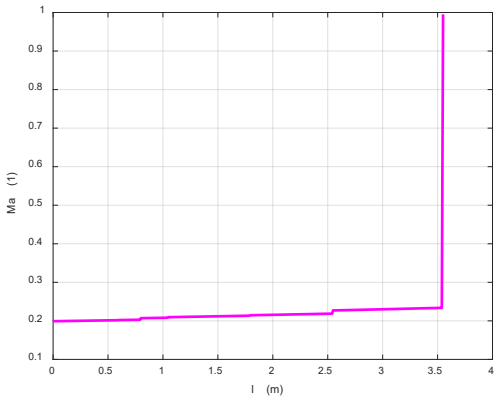
	Varianta 4B	**Varianta 4C**
Tlak na vstupu	75 MPa	40 MPa
Průměr potrubí	100 mm	
Poloměr kolene	400 mm	200 mm
l_1	1,25 m	0,6 m
l_2	0,75 m	0,2 m
l_3	0,5 m	0,25 m
l_4	1,5 m	0,75 m
l_5	1,5 m	0,75 m
l_6	2,4	1 m
Součinitel třecí ztráty	0,075	
Součinitel místní ztráty v koleni	0,42	0,63
Součinitel místní ztráty v kulovém kohoutu	0,05	
Součinitel místní ztráty v šoupěti	0,15	
Součinitel místní ztráty v T spojce (90°)	1	
Součinitel místní ztráty v T spojce (0°)	0,2	
Součinitel místní ztráty v sedlovém ventilu	10	

Tabulka 14: Vstupní hodnoty pro výpočet varianty 4B a 4C

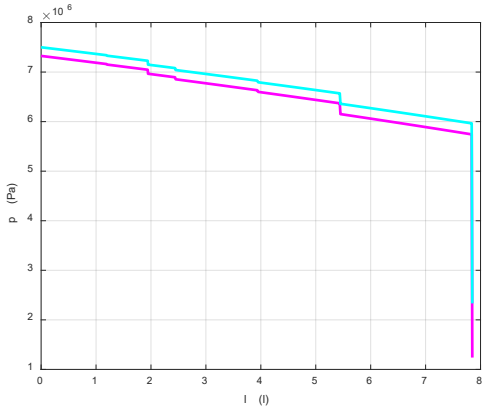
Stejně jako u předchozích 4 variant byl i zde výpočtem pomocí Fanova procesu v první řadě získán graf závislosti Machova čísla na délkové souřadnici podél potrubí, tentokrát tedy pro variantu 4B a 4C. Ten je zobrazen na obrázku 39 pro variantu 4B, respektive obrázku 40 pro variantu 4C. Z obou grafů je patrné, že byla splněna podmínka kritického Machova čísla na výstupu z potrubí. Současně je z obou diagramů patrné rozdělení potrubí mezi prvky místních ztrát. V tomto případě jich je 6 a místní ztráta se nachází i na výstupu z potrubí, stejně jako u varianty 1D a 1E, a to v podobě sedlového ventilu.



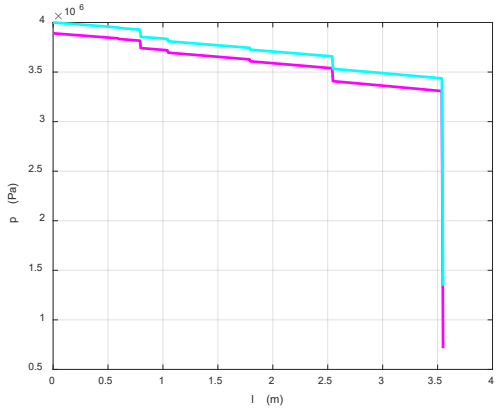
Obrázek 39: Závislost Machova čísla na délkové souřadnici potrubí varianty 4B



Obrázek 40: Závislost Machova čísla na délkové souřadnici potrubí varianty 4C



Obrázek 41: Závislost celkového a statického tlaku na souřadnici potrubí varianty 4B

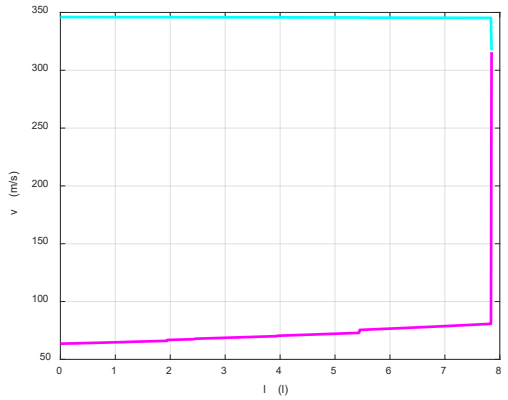


Obrázek 42: Závislost celkového a statického tlaku na souřadnici potrubí varianty 4C

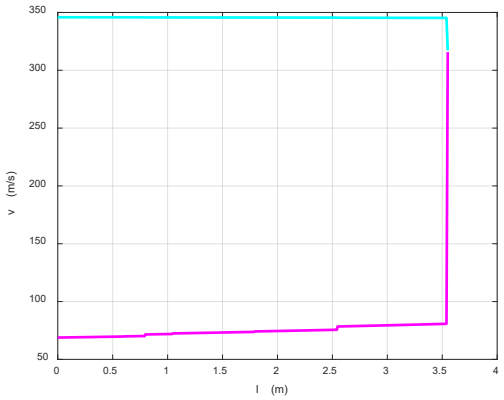
Jak už bylo řečeno, jedním z klíčových průběhů pro určení síly působící na potrubí je závislost celkového tlaku opět na délkové souřadnici. Ta je zobrazena na obrázku 41, respektive na obrázku 42 azurovou barvou. Jako u předchozích diagramů je zde patrné rozdělení na 6 dílů, s tím, že i zde platí stejné zákonitosti, jako u všech předchozích variant. Z grafů je opět zcela jasné, že největší pokles zapříčiněný místní ztrátou je na výstupu z potrubí v sedlovém ventilu. U varianty 4B je tlak na konci potrubí 2, 33 MPa. U varianty 4C je to 1,34 MPa. I v těchto variantách je tlak na výstupu větší než atmosférický. Vzhledem k tomu, že stejně jako u variant 1D a 1E i v této variantě plyn vytéká do atmosféry, tak není nutné žádnou další část podrobovat CFD výpočtu, jen je třeba dávat pozor na rychlost proudu na výstupu.

Pro určení síly na potrubí je také důležitá změna rychlosti proudící tekutiny v potrubí. Ta je zobrazena na obrázku 43 pro variantu 4B a na obrázku 44 pro variantu 4C. Jak už bylo řečeno, výpočet rychlosti je postupně proveden přes rychlost zvuku a k výpočtu rychlosti zvuku je zase nutné znát teplotu. Proto je zde nutné ukázat i závislost teploty na délkové

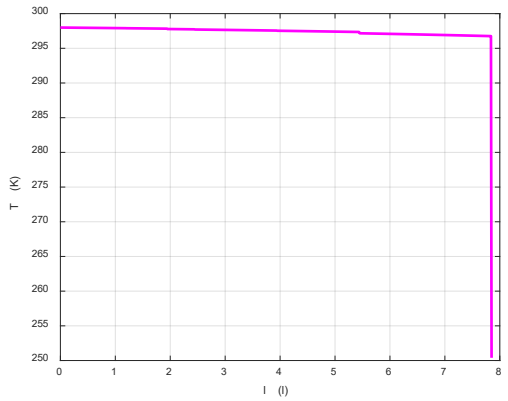
souřadnici potrubí. Ta je zobrazena na obrázku 45, respektive na obrázku 46. U obou variant je patrné, že teplota na výstupu z potrubí je stejná, liší se pouze teplota na vstupu. To také zapříčiňuje, že rychlost na vstupu do potrubí je rozdílná oproti té na výstupu. Opět je možné rozeznat jednotlivé části potrubí, a i v tomto případě změnu rychlosti, respektive teploty vlivem třecích i místních ztrát. Rychlost variant 4B i 4C na výstupu z potrubí je téměř totožná, a to 315,69 ms^{-1}, což je 1 136,48 kmh^{-1}.



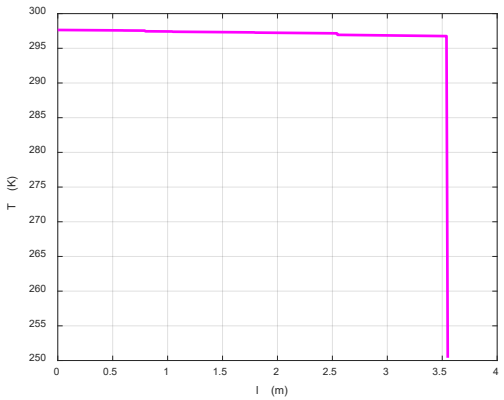
Obrázek 43: Změna rychlost proudící tekutiny a změna rychlosti zvuku na délkové souřadnici potrubí varianty 4B



Obrázek 44: Změna rychlost proudící tekutiny a změna rychlosti zvuku na délkové souřadnici potrubí varianty 4C

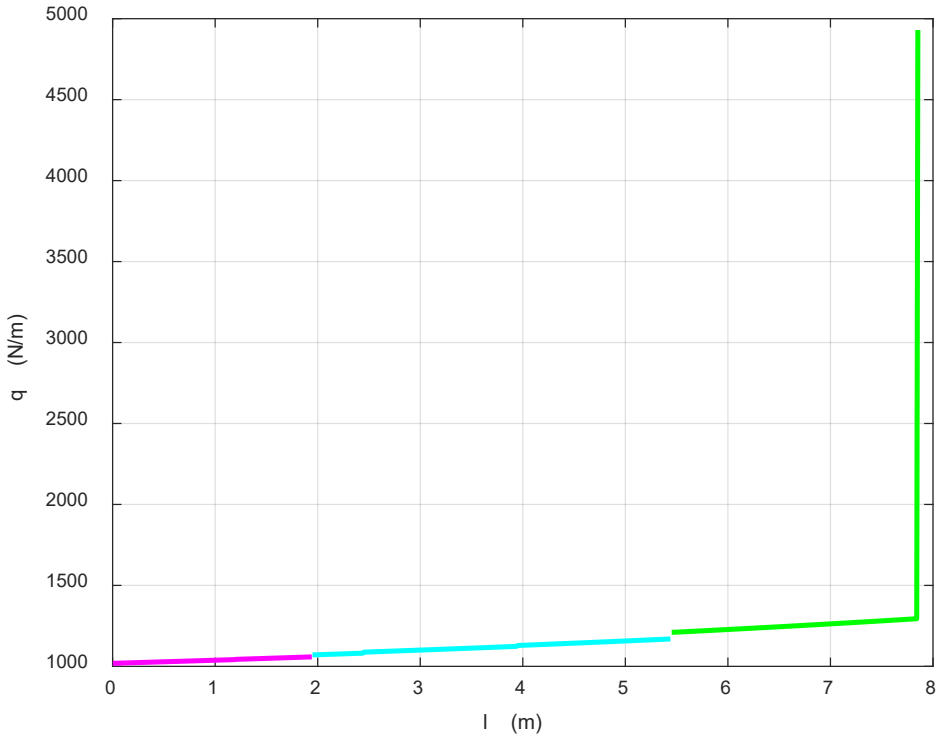


Obrázek 45: Závislost teploty na délkové souřadnici potrubí varianty 4B

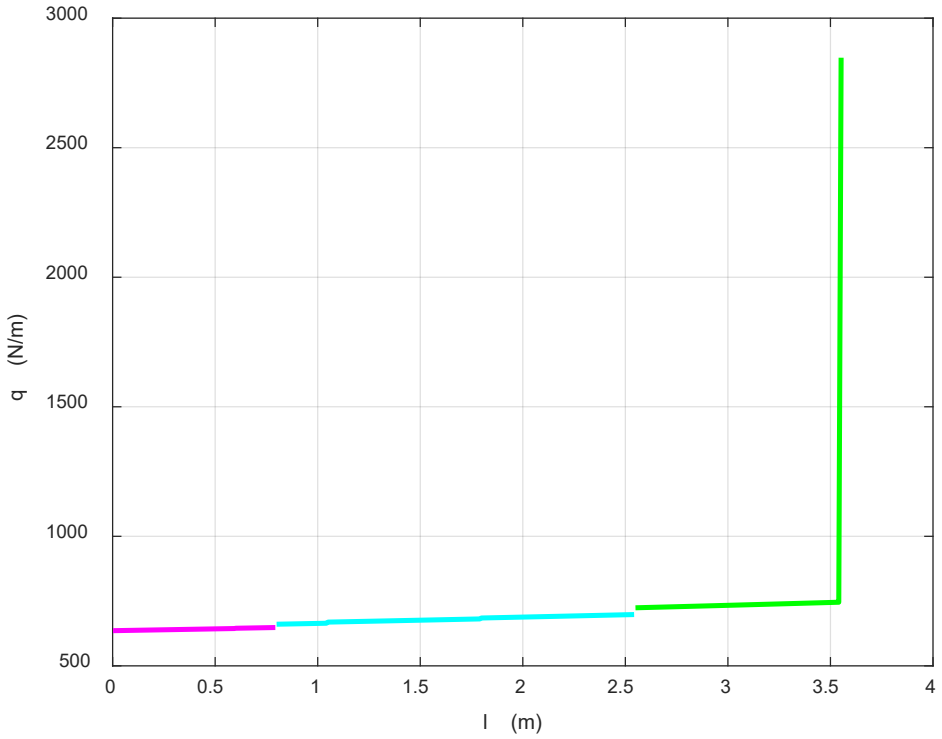


Obrázek 46: Závislost teploty na délkové souřadnici potrubí varianty 4C

Pomocí aplikace Fanova procesu, změny toku hybnosti a součtu sil působících na potrubí bylo možné také získat diagramy pro silové působení na obtok, které jsou vyneseny na obrázku 47, respektive na obrázku 48. Zelenou barvou je zanesena síla působící na potrubí v ose „z“, růžovou barvou na potrubí v ose „x“ a modrou barvou v ose „y“.



Obrázek 47: Rozložení síly po délce potrubí u varianty 4B



Obrázek 48: Rozložení síly po délce potrubí u varianty 4C

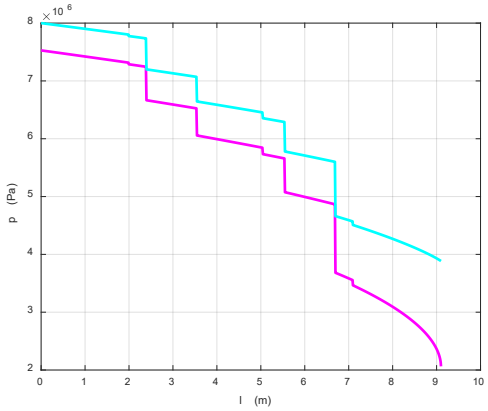
7.4. Vliv třecích ztrát na výsledky výpočtu

Jak již bylo řečeno, do výpočtu bylo zvoleno potrubí ve špatném stavu, jehož absolutní drsnost je 3 mm. Nyní je předmětem zájmu vliv třecích ztrát na výsledek, aby bylo možné říci, zda je nové potrubí namáhané více, či méně než staré. Pro tento výpočet a porovnání byla zvolena varianta 1B.

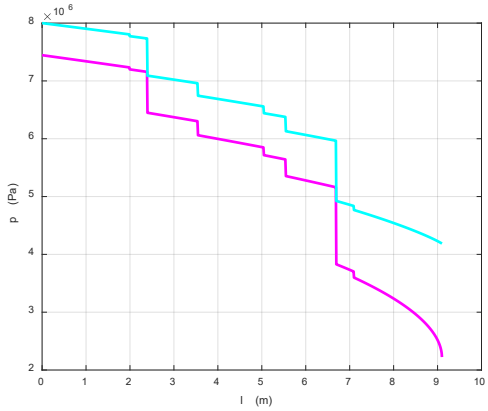
Lepší potrubí bude mít rozdílnou absolutní drsnost, a to 0,3 mm, a tedy jiný součinitel tření, a to 0,05, oproti 0,06 a také jinou hodnotu místní ztráty v koleni, konkrétně 0,3. Porovnání rozdílů je v tabulce 15.

	Varianta 1B	**Varianta 1B – lepší potrubí**
Tlak na vstupu	80 MPa	
Průměr potrubí	300 mm	
Poloměr kolene	450 mm	
Součinitel třecí ztráty	0,06	0,05
Součinitel místní ztráty v koleni	0,71	0,3
Součinitel místní ztráty v kulovém kohoutu	0,05	
Součinitel místní ztráty v šoupěti	0,15	
Součinitel místní ztráty v T spojce (90°)	1	

Tabulka 15: Vstupní hodnoty pro výpočet vlivu tření na výsledky



Obrázek 49: Závislost celkového a statického tlaku na souřadnici potrubí varianty 1B

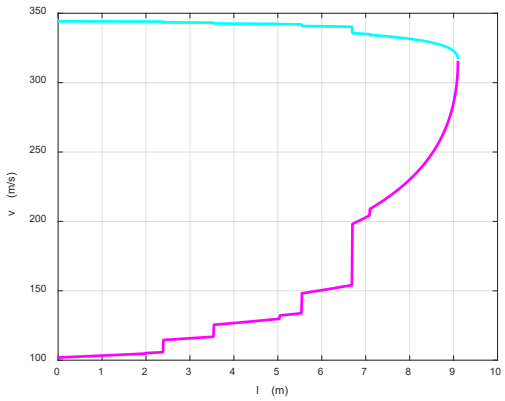


Obrázek 50: Závislost celkového a statického tlaku na souřadnici potrubí varianty 1B s lepší kvalitou povrchu potrubí

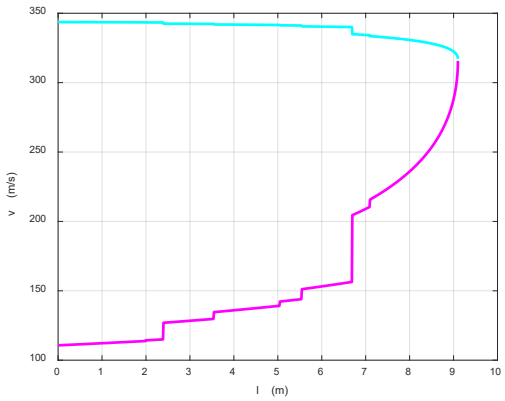
Pro porovnání budou zde opět uvedeny oba grafy, jak pro původní výpočet, tak i pro ten nový s menší absolutní drsností. Ze všech diagramů je patrné, že novější, lepší potrubí není namáháno tolik, jak to starší a znečištěné. Z vykreslení závislosti tlaku na délkové souřadnici potrubí na obrázku 49, respektive na obrázku 50 je vidět, že předpoklad menší

místní ztráty v koleni u novějšího potrubí byl splněn. Nicméně, tlak na výstupu je rozdílný pouze nepatrně. Hodnoty a velikost rozdílu jsou sepsány v tabulce 16.

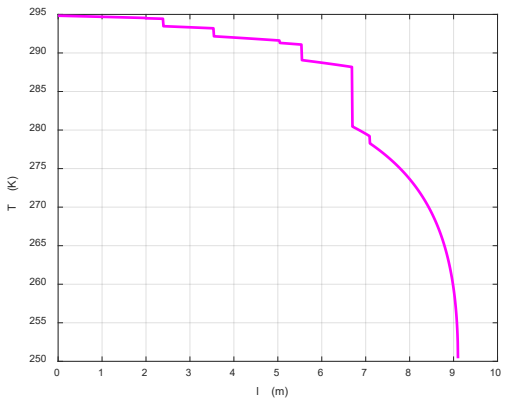
Současně je zde i porovnání rychlostí na obrázcích 51 a 52 a porovnání teplot na obrázcích 53 a 54. Z diagramů není tolik patrný rozdíl, kromě toho, který je v místě kolene.



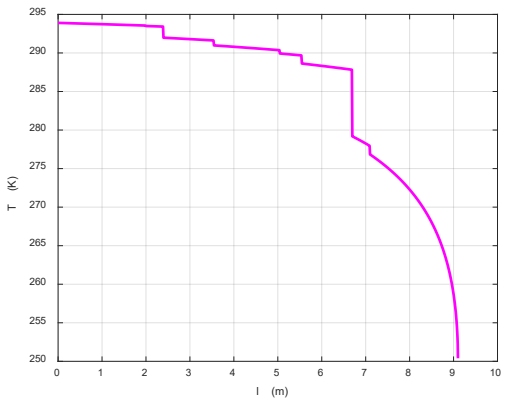
Obrázek 51: Změna rychlost proudící tekutiny a změna rychlosti zvuku na délkové souřadnici potrubí varianty 1B



Obrázek 52: Změna rychlost proudící tekutiny a změna rychlosti zvuku na délkové souřadnici potrubí varianty 1B s lepší kvalitou povrchu potrubí

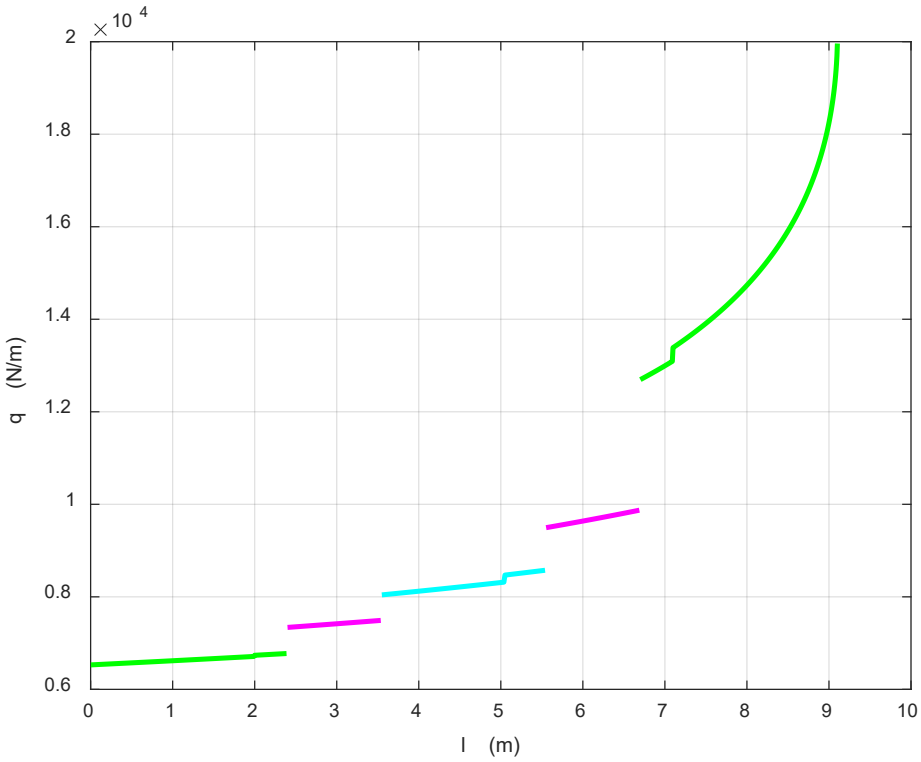


Obrázek 53: Závislost teploty na délkové souřadnici potrubí varianty 1B

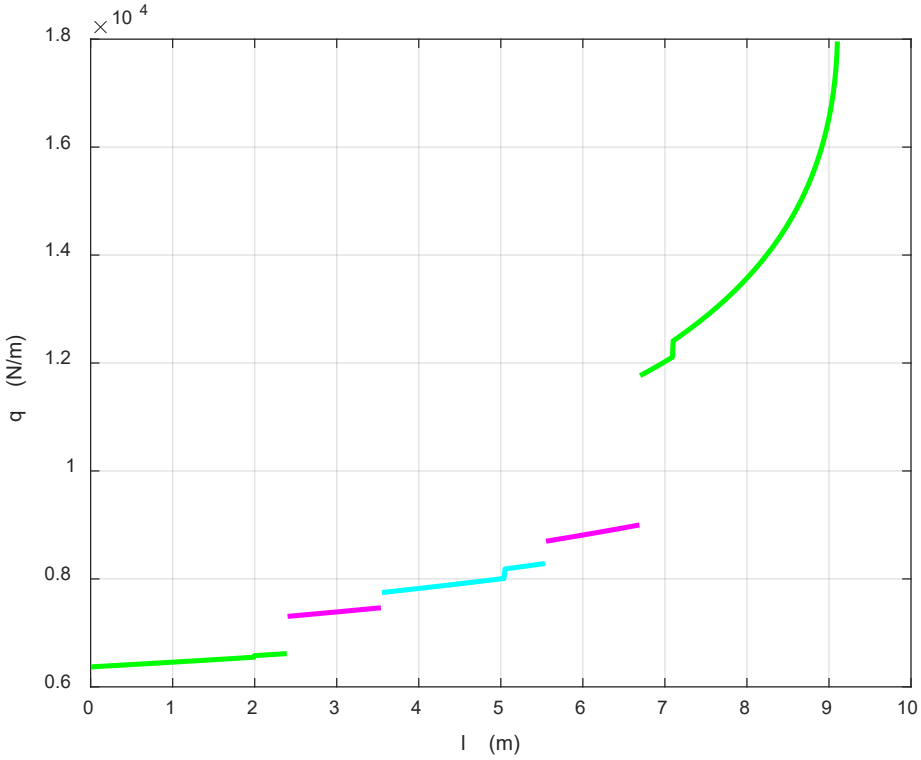


Obrázek 54: Závislost teploty na délkové souřadnici potrubí varianty 1B s lepší kvalitou povrchu potrubí

Nicméně, rozdíl u výsledného silového namáhání na obrázku 55 a 56 je poněkud patrnější, nejvyšší hodnota q se liší o 2002,27 N/m, a to ve prospěch potrubí s novějším a lepším povrchem. Z tohoto je tedy možné usuzovat že by se potrubí mělo dimenzovat s nejhorší možnou hodnotou třecí ztráty. Samozřejmě, vliv zde má i jiná hodnota místní ztráty v koleni, která je ale pro větší hodnotu relativní drsnosti vždy větší, jak plyne z obrázku 10. Zajímavé hodnoty z výpočtu jsou srovnány v tabulce 16.



Obrázek 55: Rozložení síly po délce potrubí u varianty 1B



Obrázek 56: Rozložení síly po délce potrubí u varianty 1B s lepší kvalitou povrchu potrubí

	Horší potrubí	Lepší potrubí	Rozdíl
Celkový tlak na vstupu	8 MPa	8 MPa	0 MPa
Celkový tlak na výstupu	3,88 MPa	4,19 MPa	0,31 MPa
Rozdíl tlaků na vstupu a výstupu	4,12 MPa	3,81 MPa	-0,31 MPa
Rychlost na vstupu	101,9 ms-1	110,69 ms-1	8,79 ms-1
Rychlost na výstupu	315,69 ms-1	315,69 ms-1	0 ms-1
Teplota na vstupu	294,8 K	293,9 K	-0,9 K
Teplota na výstupu	250,3 K	250,3 K	0 K
Maximální q	19960,48 N/m	17958,21 kN/m	-2 002,27 N/m

Tabulka 16: Porovnání výstupních hodnot porovnávacího výpočtu

Jak bylo možné předpokládat, tak rozdíl tlaků mezi vstupem a výstupem je u varianty s horším potrubím větší, což plyne z konstantní závislosti na třecí ztrátě. Současně odpovídá i závislost silového namáhání na rychlosti a tlaku, kdy menší rozdíl mezi rychlostí, respektive tlakem na vstupu a výstupu zapříčiňuje menší silové namáhání obtoku.

7.5. Závěr

Vzhledem k tomu, že v základu prvních 6 výpočtů není co se týče všech parametrů ekvivalentní, tak zde budou porovnány jen některé hodnoty plynoucí z výsledků výpočtů.

Zatímco varianta 1B a 1C je pro napouštění plynovodu okolo trasového uzávěru, tak varianty 1D, 1E, 4B a 4C jsou pro odplyňování.

Varianta	**1B**	**1C**	**1D**	**1E**	**4B**	**4C**
Typová konstrukce	TK-1				TK-4	
Jev	Přepouštění		Odplyňování			
Celkový tlak na vstupu (MPa)	8	4	8	4	7,5	4
Celkový tlak na výstupu (MPa)	3,88	1,63	2,66	1,25	2,33	1,34
Rozdíl (MPa)	4,12	2,37	5,34	2,75	5,17	2,66
Rychlost na vstupu (m/s)	101,90	84,43	68,20	63,83	63,55	68,84
Rychlost na výstupu (m/s)	315,69	315,69	315,69	315,69	315,69	315,69
Rozdíl (m/s)	213,79	231,26	247,49	251,86	252,14	246,85
Teplota na vstupu (K)	294,80	296,40	297,68	297,97	297,99	297,64
Teplota na výstupu (K)	250,30	250,03	250,03	250,03	250,03	250,03
Rozdíl (K)	44,50	46,37	47,65	47,94	47,96	47,61
Maximální q (N/m)	19960,48	3014,95	13540,86	2288,67	4929,93	2847,35

Tabulka 17: Porovnání výsledků výpočtu variant 1B, 1C, 1D, 1E, 4B a 4C

Z tabulky 17 vyplývá, že teplota na výstupu z potrubí, respektive rychlost je vždy stejná. To je dáno použitím Fanova procesu pro výpočet teploty z poměru, do kterého vstupuje pouze Machovo číslo a Poissonova konstanta. Kritické Machovo číslo na výstupu z potrubí všech variant je vždy stejné, protože se počítá ze stejné hodnoty Poissonova čísla a stejné hodnoty pro účinnost expanze. Jelikož se pak rychlost počítá z rychlosti zvuku, která je ovlivněna pouze změnou teploty, tak je celkem jasné, proč je i rychlost na výstupu z potrubí vždy stejná.

8. Závěr

Cílem této práce bylo provést řešení proudění obtokovým kanálem trasového uzávěru pomocí dostupných vstupních dat alespoň 3 případů proudění. Součástí výpočtu mělo být i zahrnutí třecích a místních ztrát a výpočet měl být proveden Fanovým procesem.

Na začátku práce byla představena teorie pro aplikaci Fanova procesu, stejně jako problematika určování třecích a místních ztrát. Současně byly také v krátkosti představeny trasové uzávěry plynových obtoků, aby byly zajištěna znalost problematiky ze všech stran.

Pomocí aplikace Fanova procesu na tuto problematiku byly získány výsledky pro 7 případů proudění typovou konstrukcí TK-1 a TK-4, které jsou si z pohledu funkce ekvivalentní, zatímco TK-1 se používá u nadzemní aplikace a TK-4 podzemní.

Jednotlivé varianty se pak zabývají jak přepouštěním plynu okolo trasového uzávěru, tak i odplyňováním, tedy vypouštěním plynu z potrubí a vysvětlují vliv místních a třecích ztrát na výsledky.

V práci byl také navrhnut způsob stanovení silových účinků proudícího plynu na obtokový kanál a provedeno stanovení hodnot pro řešené případy.

Výstupem práce je pak metodika na určení těchto silových účinků pro použití při pevnostních výpočtech potrubí, ať už z důvodů bezpečnostních, tak i z důvodu zmenšení předimenzování pro snížení nákladů na použitý materiál pro výrobu.

Literatura

[1] ZUCKER, Robert D. a BIBLARZ, Oscar. *Fundamentals Of Gas Dynamics: Second Edition.* Hoboken: John Wiley & Sons, Inc., 2002. ISBN 0-471-05967-6.

[2] MUNSON, Bruce R., YOUNG, Donald F., OKIISHI, Theodore H. a HUEBSCH, Wade W. *Fundamentals of Fluid Mechanics, Sixth Edition*. Hoboken: John Wiley & Sons, Inc., 2009. ISBN 978-0470-26284-9.

[3] VARCHOLA, M., KNÍŽAT, B., TÓTH, P. *Hydraulické riešenie potrubných systémov.* Košice: Vienala, 2004. ISBN 80-8073-126-8.

[4] SMETANA, Jan. *Hydraulika*. Praha: Nakladatelství Československé akademie věd, 1957.

[5] IDELCHIK, I. E. *Handbook of Hydraulic Resistence: Coefficients of local resistance and of friction.* Jerusalem: Israel Program for Scientific Translation, 1966.

[6] *VDI Heat Atlas, 2nd Edition*. New York: Springer, 2010. ISBN 35-407-7876-4.

[7] VERMA, M. P. Moodychart: *An activeX component to calculate frictional factor for fluid flow in pipelines* [online]. Vydáno: 28.01.2008, [cit 25. 12. 2018]. Dostupné z: http://pangea.stanford.edu/ERE/pdf/IGAstandard/SGW/2008/verma.pdf.

[8] *Flow in Pipe: Friction Factor Expressions – Implicit and Explicit [online]. Vydáno: 20.4.2006*, [cit. 25. 12. 2018]. Dostupné z: http://www.eng-tips.com/faqs.cfm?fid=1236.

[9] SWAMEE, Prabhata a JAIN, Akalank K. *Explicit eqations for pipe-flow problems* [online]. Vydáno: květen 1976, [cit. 25. 12. 2018]. Dostupné z: https://www.researchgate.net/publication/280018838_Explicit_eqations_for_pipe-flow_problems.

[10] GENIĆ, Srbislav, ARANDJELOVIĆ, Ivan, KOLENDIĆ, Petar, JARIĆ, Marko, BUDIMIR, Nikola a GENIĆ, Vojislav. *A Review of Explicit Approximations of Colebrook's Equation* [online]. [cit. 25. 12. 2018]. Dostupné z: https://www.mas.bg.ac.rs/_media/istrazivanje/fme/vol39/2/04_mjaric.pdf.

[11] GHANBARI, A., FARSHAD, Fred F. a RIEKE H. H. *Newly developed friction factor correlation for pipe flow and flow assurance* [online]. Vydáno: červen 2011, [cit. 25. 12. 2018]. Dostupné z:

http://www.academicjournals.org/app/webroot/article/article1379433261_Ghanbari%20et%20al.pdf.

[12] COLEBROOK, C. F. *Turbulent Flow In Pipes, With Particular Reference To The Transition Region Between The Smooth And Rough Pipe Laws* [online]. Vydáno: únor 1939, [cit. 25. 12. 2018]. Dostupné z: https://www.icevirtuallibrary.com/doi/10.1680/ijoti.1939.13150.

[13] HAVLÍK, Aleš a PICEK, Tomáš. *Hydraulika potrubí* [online]. [cit. 14. 12. 2018]. Dostupné z: http://hydraulika.fsv.cvut.cz/Hydraulika/Hydraulika/Predmety/HY2V/ke_stazeni/prednasky/HY2V_04_Hydraulika_potrubi.pdf.

[14] *KULOVÝ KOHOUT* [online]. [cit 15. 12. 2018]. Dostupné z: http://www.imaha.cz/media/images/shop/akh2.jpg.

[15] *ŠOUPĚ* [online]. [cit 15. 12. 2018]. Dostupné z: http://www.neumanns.cz/images/sort/7b1_5.jpg.

[16] *SEDLOVÝ VENTIL* [online]. [cit. 15. 12. 2018]. Dostupné z: https://www.inerez.cz/img/product/fullsize/ventil-sedlovy-typ-358-1-4408-3-8-18870.jpg.

[17] *ŘEŠENÍ TRASOVÝCH UZÁVĚRŮ NA VTL PLYNOVODECH, UZAVÍRACÍ A OSTATNÍ ARMATURY* [online]. [cit. 10. 12. 2018]. Dostupné z: https://www.gasnet.cz/media/files/GRID_TO_G08_01_02_Reseni_trasovych_uzaveru.docx.