ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI
FAKULTA STROJNÍ

Studijní program:	N0715A270013	Stavba energetických strojů a zařízení
Specializace:	N0715A270013S01	Stavba energetických strojů a zařízení

DIPLOMOVÁ PRÁCE

NESTACIONÁRNÍ VÝPOČET EVAKUACE VYSOKOTLAKÉHO DÍLU PARNÍ TURBÍNY

Autor práce: **Bc. Jindřich BÉM**
Vedoucí práce: **RNDr. Daniel DUDA, Ph.D.**
Konzultant práce: **Ing. Petr KOLLROSS, Ph.D.**

Akademický rok: **2020/2021**

Prohlášení o autorství

Předkládám tímto k posouzení a obhajobě diplomovou práci, kterou jsem zpracoval na závěr studia na Fakultě strojní Západočeské univerzity v Plzni.

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci vypracoval samostatně s použitím odborné literatury a pramenů uvedených v seznamu, který je součástí této diplomové práce.

V Plzni dne 28. května 2021 . . . .

Bc. Jindřich Bém

Poděkování

Děkuji vedoucímu diplomové práce RNDr. Danielovi Dudovi, Ph.D., za odbornou pomoc a cenné rady při zpracovávání práce.

Dále bych chtěl poděkovat konzultantovi diplomové práce Ing. Petru Kollrossovi, Ph.D., za odbornou pomoc, cenné rady a věnovaný čas.

Bc. Jindřich Bém

ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI
Fakulta strojní
Akademický rok: 2020/2021

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE
(projektu, uměleckého díla, uměleckého výkonu)

Jméno a příjmení:	**Bc. Jindřich BÉM**
Osobní číslo:	**S19N0181P**
Studijní program:	**N0715A270013 Stavba energetických strojů a zařízení**
Studijní obor:	**Stavba energetických strojů a zařízení**
Téma práce:	**Nestacionární výpočet evakuace VT dílu**
Zadávající katedra:	**Katedra energetických strojů a zařízení**

Zásady pro vypracování

Úkolem diplomové práce je popis a výpočet evakuace u vícetělesové parní turbíny. Jedná se o nestacionární úlohu, která by měla definovat dobu, za kterou dojde k vyprázdnění VT tělesa do kondenzátoru. Student by měl následně provést rozbor úlohy a analyzovat vlivy na rychlost evakuace.

1. Nastínit problematiku potřeby evakuace se stručným popisem děje.
2. Formulace úlohy a případně i inženýrský přístup k výpočtu.
3. Výpočet úlohy ve zvoleném programu.
4. Citlivostní analýza pro vybrané parametry.
5. Závěrečné shrnutí poznatků.

Rozsah diplomové práce: **50 – 70 stran**
Rozsah grafických prací: **výkresy, výsledky numerických výpočtů**
Forma zpracování diplomové práce: **tištěná/elektronická**

Seznam doporučené literatury:

- BEČVÁŘ, Josef, Tepelné turbíny,. Bratislava: SNTL/SVTL, 1968. 548 s.
- ŠČEGLJAJEV, Andrej Vladimirovič. Parní turbíny, Praha: SSNTL, 1983
- ŠKOPEK., Jan., Parní turbína (Tepelný a pevnostní výpočet) ISBN Plzeň, 2003
- Dixon S. L., Hall C. A.: Fluid Mechanics and Thermodynamics of Turbomachinery, Elsevier, 2010, ISBN 978-1-85617-793-1.
- Interní materiály Doosan Škoda Power s.r.o – Popisy funkcí

Vedoucí diplomové práce: **RNDr. Daniel Duda, Ph.D.**
Katedra energetických strojů a zařízení

Konzultant diplomové práce: **Ing. Petr Kollross, Ph.D.**
Doosan Škoda Power s.r.o.

Datum zadání diplomové práce: **31. října 2020**
Termín odevzdání diplomové práce: **28. května 2021**

L.S.

Doc. Ing. Milan Edl, Ph.D.
děkan

Dr. Ing. Jaroslav Synáč
vedoucí katedry

V Plzni dne 31. října 2020

ANOTAČNÍ LIST DIPLOMOVÉ PRÁCE

AUTOR	Příjmení Bém, Bc.	Jméno Jindřich
STUDIJNÍ OBOR	N0715A270013S01–Stavba energetických strojů a zařízení	
VEDOUCÍ PRÁCE	Příjmení Duda, RNDr., Ph.D.	Jméno Daniel
PRACOVIŠTĚ	ZČU–FST–KKE	
DRUH PRÁCE	**DIPLOMOVÁ**	~~**BAKALÁŘSKÁ**~~
STUDIJNÍ OBOR	Nestacionární výpočet evakuace vysokotlakého dílu parní turbíny	

FAKULTA	strojní	**KATEDRA**	KKE	**ROK ODEVZDÁNÍ**	2021

Počet stran (A4 a ekvivalentů A4)

CELKEM	117	**TEXTOVÁ ČÁST**	73	**GRAFICKÁ ČÁST**	0

STRUČNÝ POPIS	Diplomová práce obsahuje teoretický popis adiabatického proudění potrubím s vlivem tření. Popisem a určením třecího součinitele a ztrátového součinitele místních ztrát. Teoretickým popisem ventilace v parní turbíně a popisem evakuace. Zabývá se numerickým a analyticko-numerickým řešením problému proudění v evakuačním potrubí. Zabývá se určením integrálu času evakuace a citlivostní analýzou vybraných parametrů ovlivňující evakuaci.
KLÍČOVÁ SLOVA	Parní turbína, Fannův děj, Evakuace, Stlačitelné proudění, Třecí ztráty, Ventilace

SUMMARY OF DIPLOMA SHEET

AUTHOR	Surname Bém, Bc.	Name Jindřich
STUDY PROGRAMME	N0715A270013S01–Design of Power Machines and Equipment	
SUPERVISOR	Surname Duda, RNDr., Ph.D.	Name Daniel
INSTITUTION	ZČU–FST–KKE	
TYPE OF WORK	**DIPLOMA**	~~**BACHELOR**~~
TITLE OF THE WORK	Non-stationary solution of evacuation in high pressure steam turbine	

FACULTY	mechanical engineering	**DEPART-MENT**	KKE	**SUBMITTED IN**	2021

Number of pages (A4 and equivalent of A4)

TOTALLY	117	**TEXT PART**	73	**GRAPHICAL PART**	0

BRIEF DESCRIPTION	The diploma thesis contains a theoretical description of adiabatic flow through the friction pipe. Describe the determination of the friction coefficient and the loss coefficient of local losses. A theoretical description of the ventilation in the steam turbine and a description of the evacuation. It deals with numerical and analytical-numerical solutions to the problem of flow in evacuation pipes. It deals with determining the integral time of evacuation and sensitive analysis of selected parameters affecting evacuation.
KEY WORDS	Steam turbine, Fanno flow, Evacuation, Compressible flow, Friction loss, Windage

Obsah

Seznam obrázků

Seznam tabulek

Seznam algoritmů

Seznam veličin a indexů

Veličina	**Popis**	**Rozměr**
a	Rychlost zvuku	$[\mathrm{m \cdot s^{-1}}]$
A	Průtočná plocha	$[\mathrm{m^2}]$
A_1	Součinitel vlivu ohybu potrubí	$[-]$
A_g	Průtočná plocha ucpávky	$[\mathrm{m^2}]$
a_o	Šířka průtočného průřezu nekruhového tvaru	$[\mathrm{m}]$
a_t	Měrná technická práce	$[\mathrm{kJ \cdot kg^{-1}}]$
A_w	Třecí plocha	$[\mathrm{m^2}]$
B_1	Součinitel vlivu poloměru ohnutí ku průměru potrubí	$[-]$
b_o	Výška průtočného průřezu nekruhového tvaru	$[\mathrm{m}]$
c	Rychlost	$[\mathrm{m \cdot s^{-1}}]$
C_1	Součinitel vlivu tvaru průtočného průřezu	$[-]$
c_p	Měrná tepelná kapacita při konstantním tlaku	$[\mathrm{kJ \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}}]$
c_v	Měrná tepelná kapacita při konstantním objemu	$[\mathrm{kJ \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}}]$
D	Průměr potrubí	$[\mathrm{m}]$
D_g	Průměr ucpávky	$[\mathrm{mm}]$
D_h	Hydraulický průměr potrubí	$[\mathrm{m}]$
D_vr	Průměr potrubí vratné páry	$[\mathrm{m}]$
f	Fanningův třecí součinitel	$[-]$
g	Tíhové zrychlení	$[\mathrm{m \cdot s^{-2}}]$
G	Hustota hmotnostního toku	$[\mathrm{kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}}]$
G_a	Hmotnostní tok armaturou	$[\mathrm{kh^{-1}}]$
h	Měrná entalpie	$[\mathrm{kJ \cdot kg^{-1}}]$
h	Velikost kroku sítě	$[\mathrm{m}]$
H	Zdvih ventilu	$[\mathrm{mm}]$
k	Absolutní drsnost potrubí	$[\mathrm{mm}]$
k_Δ	Součinitel vlivu drsnosti	$[-]$
k_Re	Součinitel vlivu Reynoldsova čísla	$[-]$

Veličina	**Popis**	**Rozměr**
$\mathrm{K_v}$	Průtokový součinitel armatury	$[\mathrm{m^3 \cdot h^{-1}}]$
$\mathrm{K_{vs}}$	Průtokový součinitel plně otevřené armatury	$[\mathrm{m^3 \cdot h^{-1}}]$
L	Délka potrubí	[m]
L_{max}	Kritická délka potrubí	[m]
L_{vr}	Délka potrubí vratné páry od výstupu z VT dílu až po zpětnou odběrovou klapku	[m]
m	Hmotnost	[kg]
M	Molární hmotnost	$[\mathrm{kg \cdot mol^{-1}}]$
$\dot{m}$	Hmotnostní tok	$[\mathrm{kg \cdot s^{-1}}]$
Ma	Machovo číslo	[–]
$\dot{m}_{\mathrm{g}}$	Hmotnostní průtok ucpávkou	$[\mathrm{kg \cdot s^{-1}}]$
m_{gs}	Hmotnost páry proteklé ucpávkou za časový krok	[kg]
m_{Lv}	Sklon lineární charakteristiky armatury	$[\mathrm{m^{-1}}]$
m_{Rv}	Sklon rovnoprocentní charakteristiky armatury	$[\mathrm{m^{-1}}]$
N	Počet dílků dělení	[–]
N_{p}	Základní zatížení	[MW]
o	Smáčený obvod	[m]
p	Tlak	[Pa]
p_0	Vstupní stagnační tlak	[Pa]
p_{b}	Tlak ve výstupním okolí/kondenzátoru	[Pa]
p_{g}	Tlak páry před ucpávkou	[Pa]
q	Měrné teplo	$[\mathrm{kJ \cdot kg^{-1}}]$
r	Specifická plynová konstanta	$[\mathrm{kJ \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}}]$
Re	Reynoldsovo číslo	[–]
$\mathrm{Re_{lam}}$	Hraniční Reynoldsovo číslo pro laminární proudění	[–]
$\mathrm{Re_{tur}}$	Hraniční Reynoldsovo číslo pro turbulentní proudění	[–]
ρ_{g}	Hustota páry před ucpávkou	[Pa]
R_{m}	Univerzální plynová konstanta	$[\mathrm{J \cdot mol^{-1} \cdot K^{-1}}]$
R_{o}	Poloměr ohybu potrubí	[m]
T	Termodynamická teplota	[K]
t	Čas	[s]
t_1	Minimální doba prodlevy na prohřívacích otáčkách	[min]
T_{min}	Minimální teplota páry na vstupu rychlozávěrných ventilů	[°C]
T_{vni}	Teplota vnitřního tělesa před startem najíždění	[°C]

Veličina	**Popis**	**Rozměr**
V	Absolutní objem	$[\mathrm{m}^3]$
v	Měrný objem	$[\mathrm{m}^3{\cdot}\mathrm{kg}^{-1}]$
V_{vr}	Objem potrubí vratné páry	$[\mathrm{m}^3]$
V_{VT}	Velikost objemu VT dílu	$[\mathrm{m}^3]$
z	Výška	[m]
β_{g}	Součinitel průtoku ucpávkou	[–]
Δm	Diskrétní změna hmotnosti	[kg]
Δx	Diskrétní změna polohy	[m]
δ	Úhel ohybu potrubí	[°]
δ_{g}	Radiální vůle ucpávky	[mm]
ε	Tlakový poměr	[–]
ε_{g}	Tlakový spád na ucpávce	[–]
ε_{*}	Druhý kritický poměr	[–]
ζ	Ztrátový součinitel	[–]
κ	Poissonova konstanta	[–]
λ	Darcy-Weisbachův třecí součinitel	[–]
λ_{H}	Třecí součinitel bez uvažování vlivu Machova čísla	[–]
$\lambda_{\mathrm{Re_{lam}}}$	Třecí koeficient při hraničním Reynoldsově čísle pro laminární proudění	[–]
$\lambda_{\mathrm{Re_{tur}}}$	Třecí koeficient při hraničním Reynoldsově čísle pro turbulentní proudění	[–]
$\overline{\lambda}$	Aritmetický průměr třecího součinitele	[–]
μ_{g}	Tvarový koeficient břitu	[–]
π	Ludolfovo číslo	[–]
ρ	Hustota	$[\mathrm{kg}{\cdot}\mathrm{m}^{-3}]$
τ	Časový krok	[s]
τ_w	Smykové napětí	[Pa]
Φ	Poměrný průtokový součinitel	[–]
Φ_0	Poměrný průtokový součinitel při nulovém zdvihu	[–]
$\mathcal{O}$	Landauova notace – Řád chyby	[–]

Veličina	**Popis**	**Rozměr**

Index

cr	Kritický	
fr	Třecí	
g	Ucpávka	
i	Index uzlového bodu v síťové metodě	
k	Index iterace v metodě prosté iterace	
loc	Lokální	
n	Časová vrstva	
0	Stagnační	
1	Vstup	
2	Výstup	
$*$	Kritický	

Seznam zkratek

Zkratka	Význam
DN	Nominal diameter – Jmenovitý průměr
EPK	Expandér provozních kondenzátů
FDM	Finite diffirence method – Metoda konečných diferencí
HBD	Heat balance diagram – Bilanční tepelné schéma
NT	Nízkotlaký díl turbogenerátoru
ST	Středotlaký díl turbogenerátoru
TCS	Turbine control system – Řídící systém turbíny
TG	Turbogenerátor
VT	Vysokotlaký díl turbogenerátoru
1oo1	One out of one – Jeden z jednoho
2oo3	Two out of three – Dva ze tří

Úvod

Evakuace vysokotlakého dílu parní turbíny slouží k ochraně posledních lopatkových stupňů parní turbíny před nežádoucím nárůstem teploty. Zahřívání těchto stupňů je zapříčiněno ventilačními ztrátami. Tento jev se objevuje zejména při malých či nulových průtocích turbínou.

Pára z vysokotlakého dílu parní turbíny je potrubím odváděna do kondenzátoru, takzvaně se vysokotlaký díl „vyevakuuje“. Proudění páry evakuačním potrubím je provázeno značným rozdílem tlaku páry na vstupu a na výstupu z potrubí. S klesajícím tlakem páry roste razantně její měrný objem a za předpokladu neměnného průměru potrubí dochází k jejímu urychlování.

Tato diplomová práce se bude zabývat modelováním proudění vodní páry potrubím s vlivem stlačitelnosti a tření v potrubí. Vlivem zmenšujícího množství páry v turbíně se bude měnit i tlakový spád na potrubí a úloha je tedy proměnná v čase. Samotný děj proudění v potrubí je ale uvažován v každém časovém okamžiku jako ustálený, a nebudou tedy modelovány přechodové děje, jako je například šíření rázových vln, kdy v případě velmi rychlého otevření trasy je na straně trasy s vyšším tlakem indukována podtlaková expanzní vlna putující směrem do TG. Na druhé straně uzavírací armatury je indukována přetlaková vlna postupující směrem do kondenzátoru. Tyto jevy mohou způsobit parní ráz, popřípadě mohou vybudit vibrace, které mohou rozkmitat potrubí nebo dokonce i pohony armatur.

Celá úloha bude modelována v prostředí Matlab. Jedním z výsledků programu bude integrál času celého děje evakuace s vizualizací průběhu termodynamických veličin podél evakuačního potrubí.

V kontextu parních turbín se pod pojmem evakuace označuje také odsávání nezkondenzovatelných plynů z kondenzátoru. Slouží k vytvoření počátečního vakua a pro následné udržení kvality vakua odsáváním nezkondenzovatelných plynů, které vnikají do parního prostoru jeho netěsnostmi. Zde je to uvedeno pro vymezení a rozlišení dvou různých dějů pod stejným názvem.

Kapitola 1

Parní turbíny

Spotřeba elektrické energie a následně i poptávka po ní v průběhu času neustále roste a naše společnost je na ní velmi závislá. V posledních letech je kladen důraz na rozvoj zejména obnovitelných zdrojů s ohledem na zhoršující se životní prostředí a rovněž s ohledem na tenčící se zdroje fosilních paliv. Obavy z jaderné energie v části naší společnosti jsou rovněž důsledkem toho, že se energetika zaměřuje a přiklání směrem se k obnovitelným zdrojům. Tento trend má však i stinnou stránku v podobě nestability elektrické přenosové soustavy. Výkyvy v dodávkách výkonu z obnovitelných zdrojů mohou způsobit v přenosové soustavě přinejmenším problémy s regulací frekvence. Při návrhu realizace nových bloků elektráren a konkrétně i parních turbín je požadavek na rychlé najetí stroje a možnost rychlé změny výkonu. Je zde také požadavek na provoz parní turbíny při co nejnižších možných výkonech. Právě tyto nižší výkony mohou však způsobovat problémy s provozem parních turbín. Mezi jeden z problémů vyskytujících se při nižších provozech je problém s ventilací, kdy vlivem nízkého průtoku přes stupeň (asi 20–30 % jmenovitého průtoku) dochází k zahřívání lopatek, jež může vyústit až k výraznému snížení pevnosti a v konečném důsledku způsobit až poruchu lopatky v okolí paty. Takový stav může vést až k fatální a nevratné havárii celého turbosoustrojí.

Při výrazném snížení výkonu dochází k odlehčení stupně a následně k ventilaci. List lopatky posledního stupně nízkotlakých dílů bývá velmi dlouhý kvůli dosažení co možná nejvyššího mezního výkonu a je tedy enormně namáhán odstředivou silou zejména v oblasti paty lopatky. Velká délka lopatky způsobuje velké ventilační ztráty, a tedy i zvýšení teploty. Zvýšením teploty klesá dovolené napětí, a to může mít právě za následek možné poškození oběžné lopatky. U posledních stupňů nízkotlakých dílů bývá teplota monitorována analogovým měřením s výběrem 2oo3, které je zavedeno do ochran TPS. Protože teplota na konci expanze u kondenzačních stupňů bývá velmi nízká, tak je zde možnost při nižších výkonech vstřikovat hlavní kondenzát z výtlaku kondenzátních čerpadel za poslední stupeň nízkotlakého dílu, dojde-li k nárůstu teploty. Vlivem ventilace, kdy dochází k nasávání proudění směrem od paty ke špičce, způsobuje kondenzát chlazení posledního stupně. [30]

Tato problematika však není věcí pouze nízkotlakých dílů parních turbín. U bloků vyšších výkonů je často využívaná koncepce vícetělesových parních turbín, kdy těleso VT dílu je samostatné. Nezřídka bývá provozní teplota za posledním stupněm ve výstupu vysokotlakého dílu okolo 400 °C. Poslední lopatky jsou tedy vystaveny vysoké teplotě a při nižších výkonech dochází dále k jejich intenzivnímu zahřívání. Zahřívání je způsobeno nedokončenou expanzí a rovněž i ventilací. List lopatky posledního stupně vysokotlakého dílu bývá výrazně menší než list lopatky posledního stupně nízkotlakého dílu, ale právě výrazně vyšší provozní teplota vysokotlakého dílu a přídavné zatížení od hmotnosti bandáže způsobuje snížení pevnosti posledního stupně vysokotlakého dílu. Za poslední stupeň vysokotlakého dílu není možné vstřikovat kondenzát, jako tomu bylo v případě nízkotlakého dílu, protože by došlo k tepelnému šoku. Tak jako v případě nízkotlakého dílu je tedy nutné monitorovat teplotu pomocí analogových měření s výběrem 2oo3. Měření teploty na výstupu VT a NT dílu zajišťují ochranu proti nedovolenému nárůstu teploty včasným odstavením turbosoustrojí.

V minulosti bylo uvažováno o využití evakuace pro účely vyrovnání axiální síly vyvolané působením tlaku na funkční plochy, např. labyrinty ucpávek, oběžné lopatky atd. Od této úvahy se však s postupem času ustoupilo, protože samotný děj nárůstu axiální síly je na tolik rychlý, že jej nelze postihnout zpracováním signálu v systému a otevíráním ventilu. [1, 13, 25, 26]

1.1 Najíždění turbogenerátoru

Najetí turbogenerátoru je souhrn operací, které je nutné provést, pro uvedení turbíny z klidového stavu do stavu, kdy je možné přifázovat generátor k síti. Najíždění lze rozdělit dle teploty vnitřního tělesa T_{vni} do tří následujících kategorií:

- Studený start $T_{\mathrm{vni}} < 150\,°\mathrm{C}$
- Teplý start $T_{\mathrm{vni}} = (150\ \textit{až}\ 400)\,°\mathrm{C}$
- Horký start $T_{\mathrm{vni}} > 400\,°\mathrm{C}$

Uvedené hraniční hodnoty jsou orientační a u každého stoje se liší.

1.1.1 Studený start

Studený start je uvedení soustrojí do provozu většinou z klidového stavu. Během studeného startu je potřeba všechny parovody a těleso turbíny prohřát. Prohřívá se pomocí páry, která je přehřátá alespoň o 50 °C nad mez sytosti. V průběhu prohřívání dochází ke kondenzaci páry vlivem jejího ochlazování, a proto je nutné během najíždění odvádět vzniklý kondenzát pryč z turbíny a parovodů. Provádí se to pomocí odvaděče kondenzátu. V případě velkého množství kondenzátu je částečně otevřen ochozový ventil odvaděče. Po najetí turbíny je ochozový ventil uzavřen z důvodu hospodárného provozu, jelikož skrz ventil zbytečně uniká s kondenzátem i pára. [29, 12]

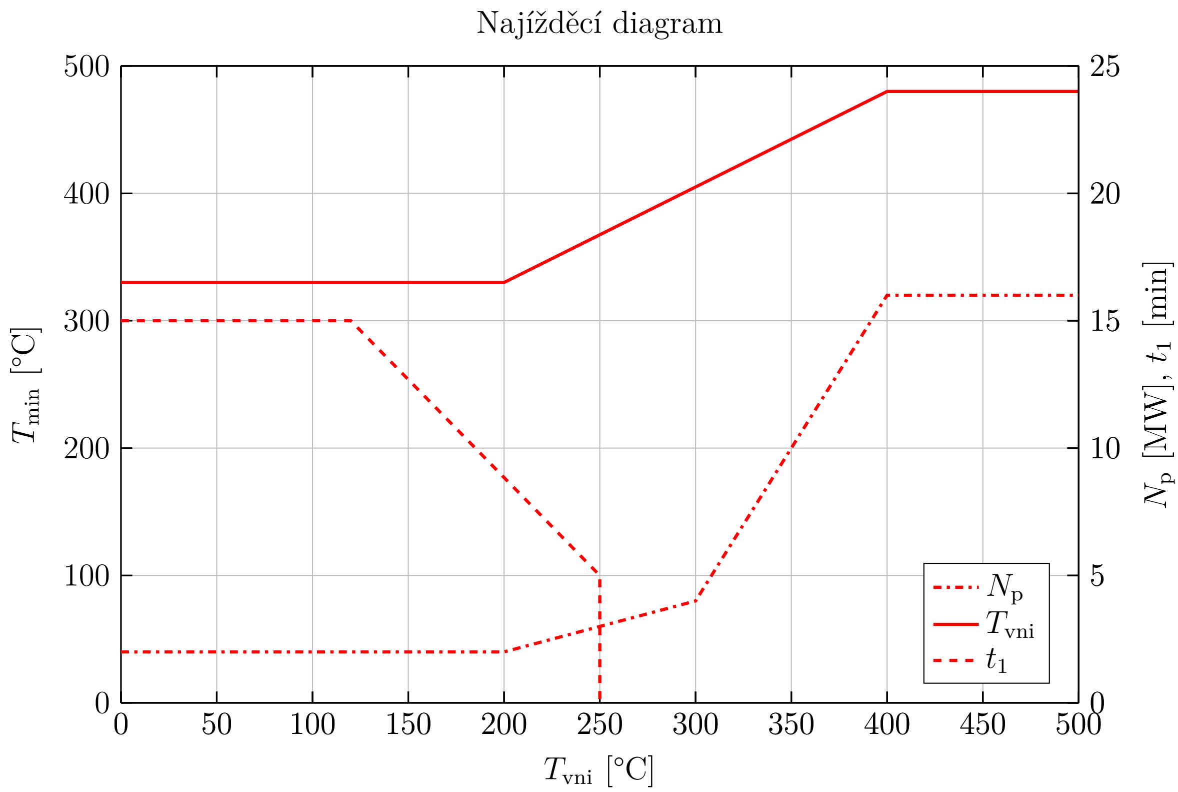
Během prohřívání je rotorem turbíny otáčeno pomocí natáčecího zařízení. Před otevřením rychlozávěrných nebo regulačních ventilů je nutné, aby byla teplota páry taková, jako uvádí najížděcí diagram, zobrazený na obrázku 1.1.3, aby pára vnikající do ventilových komor a tělesa turbíny nezpůsobila teplotní šok.

1.1.2 Teplý start

Teplý start turbíny je najetí turbosoustrojí po krátkém výpadku provozu. Oproti studenému startu nejsou potřeba dlouhé prodlevy na prohřívacích otáčkách, viz obrázek 1.1.3. S vyšší teplotou vnitřního tělesa roste i požadovaná teplota páry na vstupu do turbíny.

1.1.3 Horký start

Horký start je najetí turbosoustrojí například po přeotáčkovém testu, kdy jsou vysmeknuty rychlozávěrné ventily a testuje se velikost přeběhu otáček odlehčeného rotoru vlivem expanze zbytkové páry v turbíně. Stroj není potřeba prohřívat, jelikož je teplota vnitřního tělesa již dostatečně vysoká. Při horkém startu je přípustná vyšší rychlost zvyšování otáček rotoru. [21]



Obrázek 1.1: Najížděcí diagram. Každá turbína může mít odlišné mezní hodnoty parametrů pro najíždění. Hodnoty převzaty z [21].

1.2 Potrubní trasy

1.2.1 Potrubí

Potrubí slouží k přepravě tekutin, jako jsou například voda, vodní pára, vzduch, olej. V technické praxi se převážně využívají potrubí kruhového nebo obdélníkového průřezu. V oblasti parních turbín se pro rozvod médií, a to jak plynných tak kapalných, využívají potrubí kruhového průřezu. Dnešním trendem je využívání válcovaného potrubí a to až do velikosti DN550. Nad tyto průměry nebo pro nízké přetlaky se využívají potrubí svařovaná.

Pro tvarování potrubních tras se využívají kolena, diktované v podsekci 3.4.1. Dále při spojování potrubí různých průměrů se využívají přechodové redukce. Pro spojení dvou potrubí do jednoho se využívají T-kusy nebo Y-kusy.

1.2.2 Armatury

V potrubních systémech se velmi využívají armatury, a to zejména pro řízení průtoku, tlaku nebo teploty. Případně mohou sloužit jako potrubní prvek oddělující jednotlivé potrubní trasy a dělí je na více částí. Někde se označení „armatura“ používá pro označení veškerých tvarových prvků potrubí, tzn. kolen, T-kusů a podobně. Zde armatura bude označovat jen uzavírací armaturu. Označení armatura a ventil je zde bráno za rovnocenné. [7]

Armatury je možné rozdělit do čtyř základních skupin:

- Ventily
- Klapky
- Kohouty
- Šoupátka

1.2.3 Pohony armatur

Další důležitou součástí armatury je její pohon. Ten zajišťuje přestavění armatury na požadovaný zdvih. Typ pohonu ovlivňuje kvalitu, rychlost a spolehlivost ovládání armatury.

Základní dělení pohonů je:

- Ruční
- Samočinné
- Elektrické
- Pneumatické
- Hydraulické

Další rozdělení pohonů je podle typu vykonávaného pohybu. Pro ovládání armatur se využívají pohony lineární nebo otočné.

Ruční pohon armatury slouží k ručnímu přestavění armatury, většinou za pomoci kola nebo páky. V případě větších armatur je mezi pohon a armaturu zařazen převodový člen. Ten může být realizován například šnekovou převodovkou nebo šroubovým převodem.

Samočinný pohon armatury využívá naakumulovanou energii, a to například v pružině. Samočinná armatura je například pojišťovací ventil zabraňující nedovolenému nárůstu tlaku uvnitř jištěného prostoru. Pokud tlak uvnitř prostoru překročí dovolenou mez, přetlačí pružinu armatury a armatura se otevře. Po poklesu tlaku pod dovolenou mez naakumulovaná energie v pružině armaturu opět uzavře.

Elektrický pohon armatury používá pro přestavování elektromotor. V případě malých armatur je motor připojen přímo na armaturu, v případě větších armatur je mezi pohon a armaturu zařazena převodovka, pokud je požadována samosvornost, je převodovka šneková.

Pneumatický pohon armatury využívá pro přestavování stlačený vzduch. Ten působí na pružnou membránu nebo pevný píst. Mohou být jednočinné, tzn. řídící vzduch je přiveden jen na jednu stranu membrány/pístu a z druhé strany působí pružina, a nebo dvojčinný, kdy je přiveden vzduch na obě strany. Pružina u dvojčinných pneumatických pohonů může být také instalována, a to pro případ, kdy dojde k výpadku vzduchu a je potřeba armaturu přestavit do bezpečné polohy. Podle provozu může být požadována otevřená, nebo uzavřená poloha armatury. Hlavní nevýhodou pneumatických pohonů je potřeba dodávky stlačeného vzduchu k pohonu. Pro velké armatury jsou potřebné velké přestavovací síly, a to způsobuje velké rozměry pneumatických pohonů.

Hydraulické pohony armatur jsou principiálně stejné jako pneumatické, jen místo stlačeného vzduchu využívají hydraulický olej jako ovládací médium. Ten může mít mnohonásobně vyšší tlak, a proto mohou být hydraulické pohony menší než stejně silný pneumatický pohon, jelikož plocha pístu, na který působí tlak, je menší. Nevýhodou je potřeba ovládacího oleje. Hydraulické pohony se využívají například u parních turbín pro ovládání regulačních a rychlozávěrných parních ventilů na vstupu do turbíny.

Kapitola 2

Systém evakuace

Pokud je turbína například v regulaci výkonu a je nastaven požadovaný výkon, který vylučuje provoz všech dílů turbososutrojí, tak dochází k zablokování (izolování) VT dílu. Zablokování VT dílu znamená, že se VT regulační ventily uzavírají a rovněž uzavírá zpětná odběrová klapka umístěná na potrubí vratné páry. Pokud dochází při zablokování VT dílu k nárůstu teploty, tak je otevírána trasa evakuace do kondenzátoru. V současné době je trend predikovat a předejít nárůstu teploty a izolovat VT díl dříve. Proto jsou při výpočtu bilančních schémat vypočteny stavy, kdy by k nárůstu teploty mohlo dojít. V praxi tedy na základě tlaku za regulačním stupněm popř. tlaku před 1. stupněm VT dílu a tlaku vratné páry na výstupu VT dílu dochází k izolování VT dílu. Opětovné připojení VT dílu je realizováno od vypočteného výkonu, kdy je evidentní, že průtok do VT dílu bude dostatečný k zajištění bezproblémového provozu.

Při nižších provozech nebo během volnoběhu turbosoustrojí dochází na posledních stupních k ventilaci a k zahřívání VT dílu. Možností, jak tomuto jevu zabránit, je vyprázdnění objemu VT dílu do kondenzátoru prostřednictvím trasy evakuace a tím jednak prodloužit možnost provozu chodu turbosoustrojí bez VT dílu na nižším výkonu a jednak vyhnutí se odstavení turbíny od vysoké teploty. Otevření evakuace bývá nastaveno okolo 20 °C pod hodnotou teploty pro odstavení turbíny. Tato trasa je napojena na potrubí vratné páry, tedy na úsek mezi výstupem VT dílu a zpětné odběrové klapky. Trasa evakuace je vybavena armaturou s pohonem. Pro tyto účely je možné volit obvykle klapku, popřípadě šoupě. Obě tyto komponenty mají své výhody a nevýhody pro tuto aplikaci. Šoupě zajišťuje lepší těsnost oproti klapce, ale pro otevření šoupěte je nutné vyvinou větší sílu v porovnání s klapkou. Klapka umožňuje větší průtoky v částečném otevření oproti šoupěti. Výběr pohonu hraje rovněž významnou roli. Pneupohony nabízejí rychlejší možnost otevření oproti elektropohonům, ale spotřebovávají instrumentální vzduch jako ovládací médium. Proto je potřeba zajistit jeho přívod k pneupohonu. Další nevýhodou je větší zástavbový prostor.

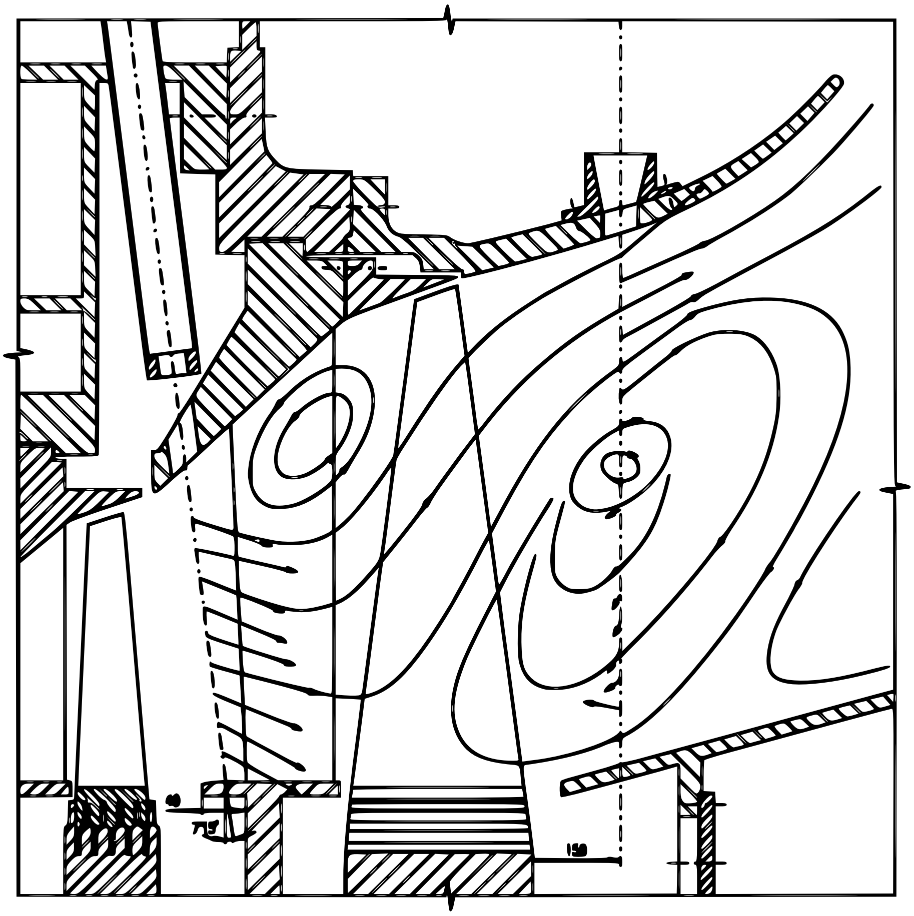
Problém s ventilací VT dílu může nastat i v případě horkého startu. V tomto případě je VT díl zahřátý na provozní teplotu a pokud by při najíždění došlo k časové prodlevě, tak nárůst teploty vlivem ventilace může způsobovat problémy. Z toho důvodu je důležité stroj v případě horkého startu co nejrychleji najet.

2.1 Ventilace

Vlivem nízkých nebo až nulových průtoků páry VT dílem turbíny dochází převážně v posledních stupních k absorbování energie z rotoru do páry. Tyto stupně poté pracují jako kompresor, jelikož předávají mechanickou energii z rotoru do páry. Přenos energie je obousměrný. Přenos mechanické energie způsobí nárůst teploty páry, a z ohřáté páry zase proudí tepelná energie zpět do lopatek stupňů. Tok tepelné energie zapříčiní nárůst teploty těchto lopatek.

Materiálové vlastnosti lopatek závisí na teplotě, kdy omezením z hlediska pevnosti je mez kluzu. S rostoucí teplotou klesá tato mez a s tím klesá i únosnost lopatky. Kritické je to zejména na patě lopatky, jelikož zde je největší namáhání, a to od odstředivé síly a ohybové síly. Zároveň s vysokými teplotami dochází k čerpání životnosti materiálu, což taktéž není příznivé z hlediska ekonomiky a spolehlivosti provozu.

Ventilace se objevuje také v koncových stupních NT dílu parní turbíny. Je taktéž zapříčiněna malými průtoky páry. Vlivem odstředivých sil dochází k proudění páry směrem ke špičce lopatky, což zapříčiňuje vznik charakteristického zpětného proudění, viz obrázek 2.1.



Obrázek 2.1: Charakteristické proudové pole v posledním stupni během ventilace. Převzato z [32].

Kapitola 3

Proudění tekutiny

Tato kapitola se zabývá odvozením a aplikací rovnic pro adiabatické proudění tekutiny dýzou a pro adiabatické proudění tekutiny trubicí s uvažováním vlivu drsnosti potrubí. Dále se zabývá tlakovými ztrátami a určováním třecího ztrátového součinitele.

3.1 Základní rovnice termomechaniky a mechaniky tekutin

Následující podsekce uvádějí přehled základních rovnic využívaných v mechanice tekutin a termomechanice

První věta termodynamická

$$\mathrm{d}q = \mathrm{d}h + c\mathrm{d}c + g\mathrm{d}z + \mathrm{d}a_{\mathrm{t}} \tag{3.1}$$

Stavová rovnice ideálního plynu

$$pV = mrT \tag{3.2}$$

$$pv = rT \tag{3.3}$$

Specifická plynová konstanta

$$r = \frac{R_{\mathrm{m}}}{M} \tag{3.4}$$

Poissonova konstanta

$$\kappa = \frac{c_{\mathrm{p}}}{c_{\mathrm{v}}} \tag{3.5}$$

Mayerův vztah

$$c_{\mathrm{p}} - c_{\mathrm{v}} = r \tag{3.6}$$

Rovnice adiabaty

$$pv^{\kappa} = konstanta \tag{3.7}$$

Rovnice kontinuity

$$\dot{m} = \rho c A \tag{3.8}$$

$$\frac{\mathrm{d}\dot{m}}{\dot{m}} = \frac{\mathrm{d}\rho}{\rho} + \frac{\mathrm{d}c}{c} + \frac{\mathrm{d}A}{A} \tag{3.9}$$

Podobnostní čísla

Reynoldsovo číslo

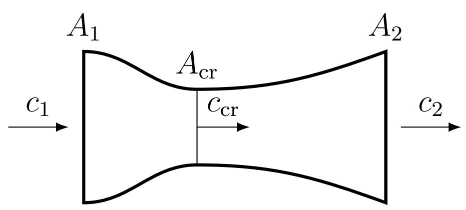
$$\mathrm{Re} \equiv \frac{\rho c D}{\mu} = \frac{cD}{\nu} \qquad [-] \tag{3.10}$$

Machovo číslo

$$\mathrm{Ma} \equiv \frac{c}{a} \qquad [-] \tag{3.11}$$

3.2 Proudění dýzou

Proudění plynu dýzou je možné popsat jako adiabatické proudění ideálního plynu s proměnnou průtočnou plochou. Obecný kontrolní objem tvoří Lavalova dýza zobrazena na obrázku 3.1. [14, 15, 16]



Obrázek 3.1: Lavalova dýza

$$\mathrm{d}q = \mathrm{d}h + c\mathrm{d}c + g\mathrm{d}z + \mathrm{d}a_\mathrm{t} \tag{3.12}$$

Předpokládá se tepelně izolovaný systém bez přívodu tepla $\mathrm{d}q = 0$, systém taktéž nekoná práci $\mathrm{d}a_\mathrm{t} = 0$ a také změna potenciální energie proudu je zanedbatelná, a proto není uvažována změna výšky $\mathrm{d}z = 0$. Energetická rovnice (3.12) pro otevřený systém přejde do následujícího tvaru.

$$c\mathrm{d}c = -\mathrm{d}h \tag{3.13}$$

Integrujeme rovnici (3.13) od počátečního stavu 1 do konečného stavu 2.

$$\frac{c_2^2 - c_1^2}{2} = h_1 - h_2 \tag{3.14}$$

Vyjádřením c_2 z rovnice (3.14) obdržíme vztah pro výtokovou rychlost c_2.

$$c_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2) + c_1^2} \tag{3.15}$$

Pro ideální plyn platí konstantní měrná tepelná kapacita c_p, a proto můžeme definovat entalpii jako $\mathrm{d}h = c_\mathrm{p}\mathrm{d}T$. Integrací je získán rozdíl počáteční a koncové entalpie, vyjádřen je rovnicí (3.16). Zároveň měrná tepelná kapacita c_p je upravena za pomoci Mayerova vztahu, viz rovnice (3.6) a definice Poissonovy konstanty, viz rovnice (3.5).

$$h_1 - h_2 = c_\mathrm{p}(T_1 - T_2) \tag{3.16}$$

$$c_2 = \sqrt{\frac{2r\kappa T_1}{\kappa - 1}\left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) + c_1^2} \tag{3.17}$$

V rovnici (3.17) vznikl podíl výstupní T_2 a vstupní teploty T_1. Dle předpokladu je proudění adiabatické, a proto je možné tento podíl vyjádřit z rovnice (3.7) jako podíl tlaků. Zároveň tento podíl výstupního p_1 a vstupního tlaku p_2 je označen jako tlakový spád ε.

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^{\kappa - 1} = \underbrace{\left(\frac{p_2}{p_1}\right)}_{\varepsilon}^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = (\varepsilon)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \tag{3.18}$$

Odvozená rovnice je rovnice pro výtokovou rychlost adiabatického průtoku ideálního plynu dýzou. Označuje se jako rovnice Saint-Vénant Wantzlerova.

$$c_2 = \sqrt{\frac{2r\kappa T_1}{\kappa - 1}\left(1 - (\varepsilon)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right) + c_1^2} \tag{3.19}$$

Rychlost zvuku a je rychlost šíření infinitesimální adibatické isoentropické tlakové poruchy prostředím. Pro ideální plyn je definována podle rovnice (3.20).

$$a = \sqrt{\left.\frac{\partial p}{\partial \rho}\right|_s} = \sqrt{\frac{\kappa p}{\rho}} = \sqrt{\kappa r T} \tag{3.20}$$

Pro kritickou rychlost ve výstupu musí nastat kritický tlakový poměr ε^* a tato rychlost je rychlost zvuku a za podmínek na výstupu.

$$\mathrm{Ma}_2 = \frac{c_2}{a_2}; \mathrm{Ma}_2 = 1; \Rightarrow c_2 = a_2 \tag{3.21}$$

$$1 = \sqrt{\frac{2}{\kappa - 1}\left(\varepsilon^{*\frac{1-\kappa}{\kappa}} - 1\right)} \Rightarrow \varepsilon^* = \left(\frac{2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \tag{3.22}$$

Kritická rychlost na výstupu c^* je tedy dána pouze parametry plynu na vstupu do dýzy, viz rovnice (3.23).

$$c^* = \sqrt{\frac{2\kappa r T_1}{\kappa + 1}} = \sqrt{\frac{2\kappa p_1 v_1}{\kappa + 1}} \tag{3.23}$$

Rovnice kontinuity pro otevřený systém.

$$\dot{m} = \rho c A \qquad [\mathrm{kg \cdot s^{-1}}] \tag{3.24}$$

Hmotnostní průtok $\dot{m}$ na vstupu i na výstupu je stejný.

$$\dot{m} = konstanta \Rightarrow \frac{\mathrm{d}\dot{m}}{\dot{m}} = 0 \tag{3.25}$$

Logaritmickou derivací rovnice (3.24) obdržíme rovnici (3.26).

$$\frac{\mathrm{d}\rho}{\rho} + \frac{\mathrm{d}c}{c} + \frac{\mathrm{d}A}{A} = 0 \tag{3.26}$$

Za předpokladů pro adiabatické proudění uvedených na začátku se zredukuje rovnice (3.1) do tvaru rovnice (3.27).

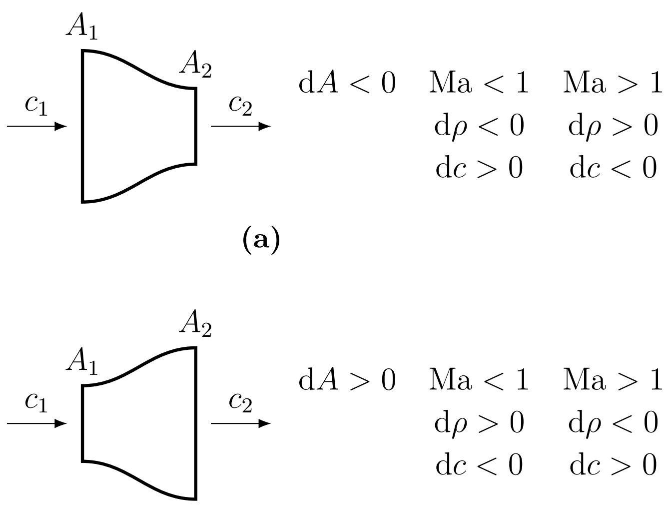
$$\frac{\mathrm{d}p}{\rho} = -c\mathrm{d}c \tag{3.27}$$

$$\frac{\mathrm{d}\rho}{\rho} = \underbrace{\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}p}}_{a^{-2}}\underbrace{\frac{\mathrm{d}p}{\rho}}_{-c\mathrm{d}c} = \frac{1}{a^2}\frac{c}{c}(-c\mathrm{d}c) = -\underbrace{\frac{c^2}{a^2}}_{\mathrm{Ma}^2}\frac{\mathrm{d}c}{c} = -\,\mathrm{Ma}^2\frac{\mathrm{d}c}{c} \tag{3.28}$$

$$-\,\mathrm{Ma}^2\frac{\mathrm{d}c}{c} + \frac{\mathrm{d}c}{c} + \frac{\mathrm{d}A}{A} = 0 \tag{3.29}$$

Úpravou rovnic (3.27) až (3.29) získáme Hugoniotův teorém (3.30). Jeho interpretace je znázorněna na obrázku 3.2.

$$\boxed{\frac{\mathrm{d}c}{c} = \frac{\mathrm{d}A}{A}\frac{1}{\mathrm{Ma}^2 - 1}} \tag{3.30}$$



(b)

Obrázek 3.2: Vliv Machova čísla na změnu vlastností proudu se změnou průtočné plochy A

Ze stavové rovnice ideálního plynu a rovnice polytropy, uvedených na začátku této kapitoly, je možné vyjádřit relace mezi tlakem a teplotou či hustotou.

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} = \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^{\kappa} \tag{3.31}$$

Stagnační teplota je při adiabatickém proudění ideálního plynu konstantní a pokles teploty plynu vlivem vzrůstající rychlosti vyjadřuje rovnice (3.32).

$$c_\mathrm{p}T + \frac{1}{2}c^2 = c_\mathrm{p}T_0 \tag{3.32}$$

$$c_\mathrm{p}T = \frac{\kappa r}{\kappa - 1}T = \frac{a^2}{\kappa - 1} \tag{3.33}$$

Kombinací rovnice (3.31) a rovnice (3.33) lze vyjádřit poměr termodynamických veličin plynu na vstupu a výstupu jako funkce pouze Machova čísla Ma a Poissonovy konstanty κ, viz rovnice (3.34) až (3.36), obdobně jako při odvození v podsekci 3.5.2. Pokud tekutina nevstupuje do dýzy s nulovou rychlostí, je nutné přepočítat termodynamické hodnoty tekutiny na parametry stagnační. [28]

$$\frac{T_1}{T_2} = 1 + \frac{1}{2} c_2^2 \frac{\kappa - 1}{a_2^2} = 1 + \frac{\kappa - 1}{2} \mathrm{Ma}_2^2 \tag{3.34}$$

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} = \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \mathrm{Ma}_2^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \tag{3.35}$$

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\frac{1}{\kappa-1}} = \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \mathrm{Ma}_2^2\right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \tag{3.36}$$

3.2.1 Proudění ve zúžené dýze

Matematicky lze popsat zužující dýzu rovnicí (3.37).

$$\frac{\mathrm{d}A}{A} < 0 \tag{3.37}$$

Průtočná plocha A_2 na výstupu dýzy.

$$A_2 = \frac{\pi D_2^2}{4} \tag{3.38}$$

Hmotnostní průtok při podkritickém tlakovém spádu ε je popsán rovnicí (3.39).

$$\dot{m} = \rho_2 c_2 A_2 = \frac{\pi D_2^2}{4} \frac{1}{v_1} \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{1}{\kappa}} \sqrt{\frac{2 r \kappa T_1}{\kappa - 1} \left(1 - (\varepsilon)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right)} \tag{3.39}$$

Předešlou rovnici je možné upravit do jednoduššího tvaru, viz rovnice (3.40). Hodnota hmotnostního průtoku je funkcí parametrů před dýzou i za dýzou.

$$\dot{m} = \frac{\pi D_2^2}{4} \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_1}{v_1} \left(\varepsilon^{\frac{2}{\kappa}} - \varepsilon^{\frac{\kappa+1}{\kappa}}\right)} \tag{3.40}$$

Ovšem v případě nadkritického tlakového spádu ε^* je hmotnostní průtok $\dot{m}^*$ popsán rovnicí (3.41).

$$\dot{m}^* = A^* \rho^* c^* = \frac{\pi D_2^2}{4} \frac{1}{v_1} \left(\frac{2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{-1}{\kappa-1}} \sqrt{\frac{2\kappa p_1 v_1}{\kappa + 1}} \tag{3.41}$$

Z upraveného tvaru je patrné, že průtok při nadkritickém tlakovém spádu je dán pouze parametry plynu před dýzou.

$$\dot{m}^* = \frac{\pi D_2^2}{4} \sqrt{\kappa \frac{p_1}{v_1} \left(\frac{2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}}} \tag{3.42}$$

Z předešlých úvah je možné zobecnit výpočet hmotnostního průtoku $\dot{m}$ při libovolném tlakovém spádu ε, viz rovnice (3.43).

$$\dot{m} = \begin{cases} \frac{\pi D_2^2}{4} \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa - 1} p_1 \rho_1 \left(\varepsilon^{\frac{2}{\kappa}} - \varepsilon^{\frac{\kappa+1}{\kappa}}\right)} & \varepsilon > \varepsilon^* \\ \frac{\pi D_2^2}{4} \sqrt{\kappa p_1 \rho_1 \left(\frac{2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}}} & \varepsilon \leq \varepsilon^* \end{cases} \tag{3.43}$$

3.3 Třecí ztráty

Třecí ztráty jsou způsobeny vazkostí proudícího média. Třecí ztráty jsou spojeny s přeměnou kinetické energie proudu na tepelnou energii, tedy disipaci kinetické energie na teplo. Proudění je možné charakterizovat Reynoldsovým číslem, jež vyjadřuje poměr setrvačných a viskózních sil. V obvyklých technických aplikacích je možné rozdělit proudění do tří oblastí pomocí Reynoldsova čísla. Proudění laminární, kdy jednotlivé vrstvy po sobě klouzají a nedochází k výměně částic mezi jednotlivými vrstvami, a proudění turbulentní, kdy naopak dochází k výměně částic, a dokonce proudění není rozděleno do vrstev, ale obsahuje víry. Mezi těmito oblastmi se nachází oblast přechodového proudění, jež spojuje předešlé dvě oblasti.

Velikost třecí ztráty ovlivňují vlastnosti proudícího média, ale i vlastnosti protékaného potrubí.

3.3.1 Darcy-Weisbachova rovnice

Darcy-Weisbachova rovnice se využívá pro určení třecího součinitele pro výpočet tlakové ztráty při proudění média zejména potrubím. Dává do souvislosti Reynoldsovo číslo, poměrnou drsnost k/D a třecí součinitel λ. Rovnice je ovšem implicitní, což znamená, že není možné explicitně vyjádřit λ jako funkci ostatních parametrů. Výpočet koeficientu je možný s použitím numerických metod. Druhá možnost je využít rovnici určující třecí koeficient explicitně v jistém rozsahu stejně či dostatečně podobně jako implicitní Darcy-Weisbachova rovnice (3.44). Haalandova rovnice (3.46) dává ve velkém rozsahu Reynoldsova čísla a poměrné drsnosti uspokojivé výsledky třecího součinitele λ. [28, s. 370]

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2{,}0 \log\left(\frac{k/D}{3{,}7} + \frac{2{,}51}{\mathrm{Re}\sqrt{\lambda}}\right) \qquad [-] \qquad (3.44)$$

3.3.2 Třecí součinitel

Třecí součinitel λ při laminárním proudění je závislý pouze na Reynoldsově čísle. Drsnost potrubí je uvnitř vazké podvrstvy, a neovlivňuje tedy výslednou tlakovou ztrátu.

$$\lambda = \frac{64}{\mathrm{Re}} \qquad [-] \qquad (3.45)$$

Haalandova explicitní rovnice pro třecí součinitel.

$$\lambda = \left[-1{,}8 \log\left(\left(\frac{k/D}{3{,}7}\right)^{1{,}11} + \frac{6{,}9}{\mathrm{Re}}\right)\right]^{-2} \qquad [-] \qquad (3.46)$$

V přechodové oblasti není třecí součinitel λ určen jednoznačně. Není zde závislý pouze na Reynoldsově čísle a poměrné drsnosti, ale například i na tom, jak moc vyvinuté proudění je nebo v případě proměnného průtoku směr změny, tedy zda dochází k navyšování či snižování průtoku/rychlosti tekutiny. Třecí součinitel λ v přechodové oblasti je definován rovnicí (3.47).

$$\lambda = \lambda_{\mathrm{Re_{lam}}} + \frac{\lambda_{\mathrm{Re_{tur}}} - \lambda_{\mathrm{Re_{lam}}}}{\mathrm{Re_{tur}} - \mathrm{Re_{lam}}} \cdot (\mathrm{Re} - \mathrm{Re_{lam}}) \qquad [-] \tag{3.47}$$

Pro určení třecího součinitele λ v přechodové oblasti je použita rovnice (3.47). Přechodová oblast proudění tvoří přechod mezi oblastí laminární a oblastí turbulentního proudění. Oblast se nachází jen na určitém intervalu Reynoldsova čísla. V technické praxi se pro kruhová potrubí používá spodní hraniční hodnota $\mathrm{Re_{lam}} = 2\,300$ a horní hraniční hodnota $\mathrm{Re_{tur}} = 8\,000$. Přesné numerické hraniční hodnoty Reynoldsova čísla se mohou lišit dle různých autorů. [18]

Hodnota třecího součinitele λ v dolní hranici Reynodlsova čísla $\mathrm{Re_{lam}}$.

$$\lambda_{\mathrm{Re_{lam}}} = \frac{64}{\mathrm{Re_{lam}}} \tag{3.48}$$

Hodnota třecího součinitele λ v horní hranici Reynodlsova čísla $\mathrm{Re_{tur}}$.

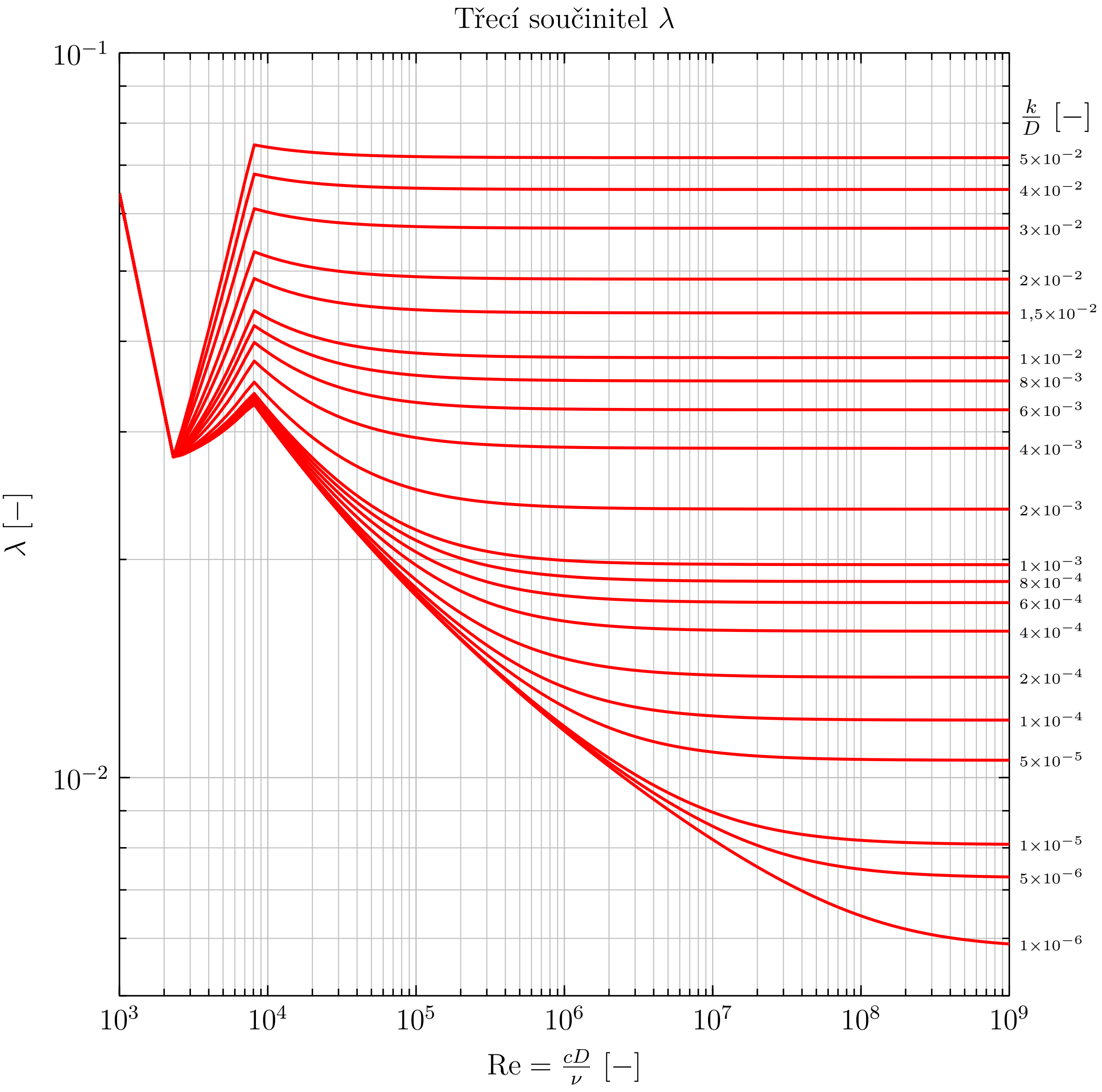
$$\lambda_{\mathrm{Re_{tur}}} = \left[-1{,}8 \log\left(\left(\frac{k/D}{3{,}7}\right)^{1{,}11} + \frac{6{,}9}{\mathrm{Re_{tur}}}\right)\right]^{-2} \tag{3.49}$$

Výsledný vztah pro třecí součinitel λ určující jeho hodnotu ve všech třech oblastech proudění a pro libovolnou hodnotu poměrné drsnosti k/D je souhrnně vyjádřen v rovnici (3.50).

$$\lambda(\mathrm{Re}; k/D) = \begin{cases} \dfrac{64}{\mathrm{Re}} & \mathrm{Re} < \mathrm{Re_{lam}} \\[2ex] \lambda_{\mathrm{Re_{lam}}} + \dfrac{\lambda_{\mathrm{Re_{tur}}} - \lambda_{\mathrm{Re_{lam}}}}{\mathrm{Re_{tur}} - \mathrm{Re_{lam}}} \cdot (\mathrm{Re} - \mathrm{Re_{lam}}) & \mathrm{Re_{lam}} \leq \mathrm{Re} < \mathrm{Re_{tur}} \\[2ex] \left[-1{,}8 \log\left(\left(\dfrac{k/D}{3{,}7}\right)^{1{,}11} + \dfrac{6{,}9}{\mathrm{Re}}\right)\right]^{-2} & \mathrm{Re} \geq \mathrm{Re_{tur}} \end{cases} \tag{3.50}$$

3.3.3 Kvadratická oblast

Hodnoty třecího koeficientu λ v oblasti turbulentního proudění klesají s růstem Reynoldsova čísla, ale při jeho vysokých hodnotách se výsledný třecí součinitel výrazně již nemění s jeho změnou. Hodnoty třecího koeficientu pro vysoká Reynoldsova čísla tvoří soustavu rovnoběžných čar, rovnoběžných také s vodorovnou osou, a v této oblasti na výslednou hodnotu třecího součinitele nemá vliv velikost Reynoldsova čísla, ale jeho hodnota je dána jen velikostí poměrné drsnosti k/D. Tato oblast se označuje za automodelní. [28, s. 369][14]

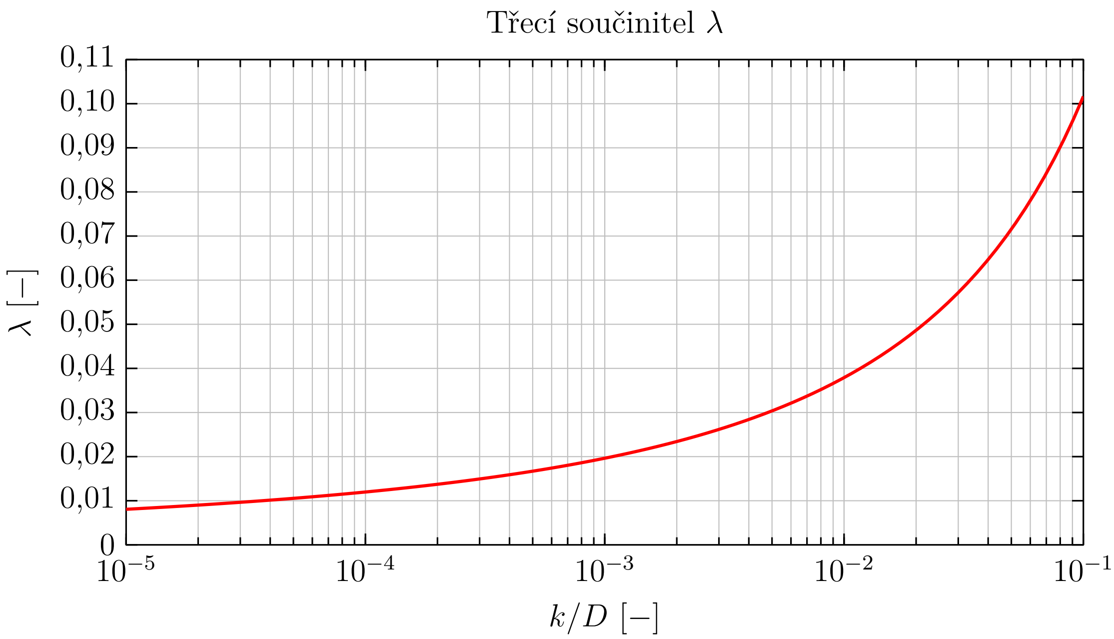


Obrázek 3.3: Diagram součinitele tření zobrazující závislost hodnoty třecího koeficientu λ na hodnotě Reynoldsova čísla Re a poměrné drsnosti k/D. Diagram se skládá ze tří hlavních částí, oblasti laminárního proudění, oblasti přechodového proudění a oblasti turbulentního proudění. V přechodové oblasti není hodnota λ přesně definována. Jedním ze způsobů definování λ v přechodové oblasti je lineární propojení oblasti laminárního a tubulentního proudění propojena pomocí rovnice (3.47)

.

Třecí součinitel pro oblasti vysokých Reynoldsových čísel lze vyjádřit z rovnice (3.44) nebo rovnice (3.46) jako limitní případ, kdy člen s Reynoldsovým číslem je roven nule a z rovnice vypadne, rovnice poté přejdou na tvar rovnice (3.51), která je již funkcí pouze poměrné drsnosti k/D. Grafická interpretace je zobrazena na obrázku 3.4.

$$\lambda = \frac{1}{\left(-2\log\left(\frac{k/D}{3{,}7}\right)\right)^2} \tag{3.51}$$



Obrázek 3.4: Kvadratická oblast

3.3.4 Drsnost potrubí

Absolutní drsnost potrubí k hraje významný vliv při určování třecích tlakových ztrát, a to v oblasti přechodového a turbulentního proudění. Drsnost může být přirozená či uměle vytvořená, zároveň může být ostrá nebo vlnitá. Pro aplikace v technické praxi zejména pak v parních potrubích se umělá drsnost nevyskytuje. Dnešní trend je využívání tažených nebo válcovaných trubek až do DN550, z důvodu přesnosti a nižší ceny. V novém potrubí se ostrá drsnost nevyskytuje. Zmiňovaná ostrá drsnost může ovšem v potrubí vzniknout, a to buď korozí materiálu, usazováním nečistot nebo kombinací obojího. Zanášení a koroze má nepříznivý vliv na drsnost potrubí, a tedy i na velikost tlakové ztráty. Pro úplnost, opačným případem je vysoká drsnost, například u potrubí z betonu, jehož drsnost s provozováním klesá, a to vlivem obrušování a zanášení povrchu nečistotami. Určováním třecího součinitele a s ním spojenou drsností se zabývalo a zabývá mnoho autorů. Výsledky pro ocelová potrubí jsou souhrnně pro jednotlivé druhy s mírou jejich opotřebení uvedeny v tabulce 3.1 s odkazy na zdrojové práce.

Materiál	Typ	Stav	Drsnost [mm]	Zdroj
Ocel	Bezešvé	Nový	0,04–1,0	[19]
		Korodovaný	0,1–0,9	
		Nový	0,02–0,1	[11]
		Po provozu, vyčištěný	až 0,04	
		Po provozu, korodovaný	0,15–1,0	
	Svařované	Nový	0,05–0,1	[19]
		Korodovaný	0,1–0,9	
		Nový	0,04–0,1	[11]
		Po provozu, korodovaný	až 0,15	

Tabulka 3.1: Absolutní drsnost potrubí

3.4 Místní tlaková ztráta

Tlakovou ztrátu způsobenou vlivem místního odboru lze vyjádřit pomocí ztrátového koeficientu ζ, definovaným rovnicí (3.52).

$$\zeta = \frac{2(p_1 - p_2)}{\rho_2 c_2^2} \qquad [28, \text{s. } 650] \qquad (3.52)$$

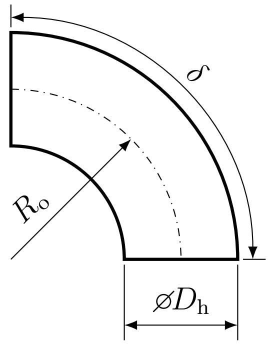
3.4.1 Potrubní ohyb

Důležitou částí potrubních systémů jsou kolena. Slouží pro změnu směru potrubí a umožňují tvarovat potrubní trasu například dle dispozičních požadavků. Změna směru proudícího média je spojena se vznikem dodatečné tlakové ztráty. Je vyvozena z důvodu několika vlivů. Oproti vyvinutému proudění v přímém potrubí není v koleni axiálně symetrické rychlostní pole. Nerovnoměrnost je způsobena setrvačností proudícího média a odstředivou silou. Na vnější straně kolena je vyvolán vzrůst a na vnitřní straně pokles tlaku a s tím spojená změna rychlosti. Popsané vlivy jsou tím zásadnější, čím razantnější je změna směru proudu. Ta se vyjadřuje parametrem $R_\mathrm{o}/D_\mathrm{H}$, jenž určuje poloměr ohybu ku průměru potrubí. V případě velmi malého $R_\mathrm{o}/D_\mathrm{H}$ může vzniknout na vnitřní straně kolena nepříznivý tlakový gradient, a to může vést až k odtržení proudu a vzniku zpětného proudění způsobující další razantní vzrůst tlakové ztráty. Separace proudu zapříčiní vznik vírového páru.

Jak již bylo zmíněno, koleno se charakterizuje parametrem $R_\mathrm{o}/D_\mathrm{H}$, poloměr ohybu je R_o a průměru potrubí je D_h, a dále parametrem δ vyjadřující úhel kolena. Nejčastější jsou pravoúhlá kolena, tzn. $\delta = 90°$. Stejně jako u přímého potrubí i zde dochází ke vzniku třecích ztrát, tedy i drsnost potrubí zde hraje roli ve výsledné tlakové ztrátě. Jednotlivé parametry jsou zobrazeny na obrázku 3.5.

Výsledný ztrátový koeficient ζ je součet ztrátového koeficientu vyvozeného třecími ztrátami ζ_fr a ztrátového koeficientu místních ztrát ζ_loc.

$$\zeta = \zeta_\mathrm{loc} + \zeta_\mathrm{fr} \qquad (3.53)$$



Obrázek 3.5: Potrubní koleno

Třecí ztrátový koeficient je určen obdobně jako u přímého potrubí. Délka kolene je definována úhlem ohybu δ a poloměrem ohybu R_o.

$$\zeta_{fr} = \frac{2\pi}{360}\delta\frac{R_o}{D_h}\lambda \qquad [\delta] = [°] \tag{3.54}$$

Koeficient místní ztráty ζ_{loc} je součin jednotlivých parametrů vyjadřující vlivy popisované na začátku této podsekce.

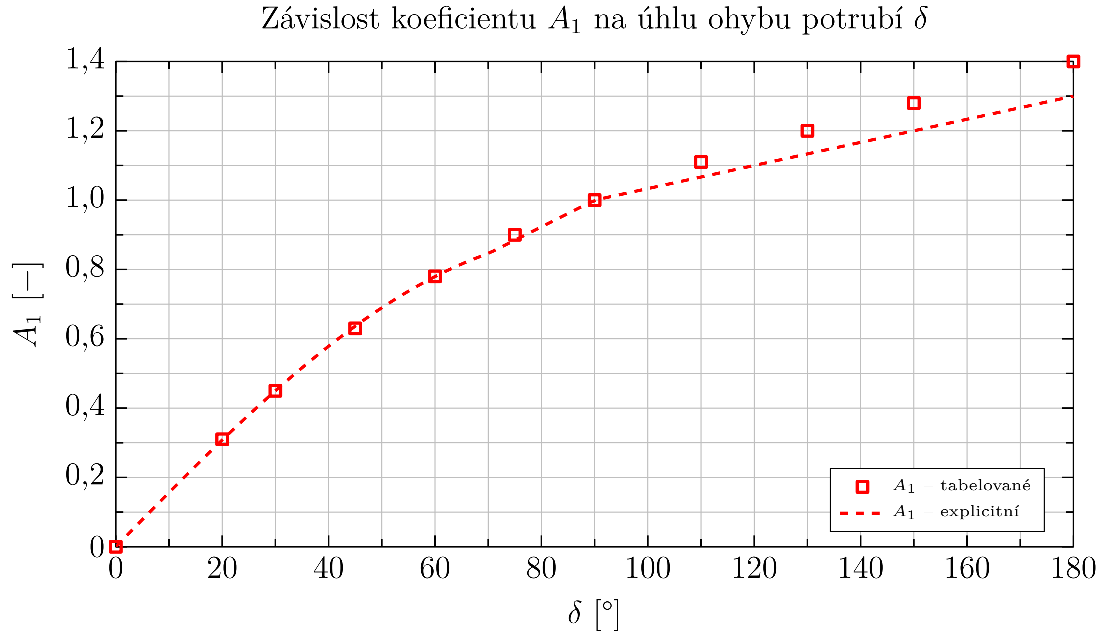
$$\zeta_{loc} = A_1 B_1 C_1 k_\Delta k_{Re} \tag{3.55}$$

Koeficient A_1 vyjadřuje vliv úhlu ohybu potrubí. Literatura [11] zmiňuje koeficient explicitně vyjádřený pomocí rovnice (3.56), zároveň ale uvádí tabelované hodnoty koeficientu pro vybrané hodnoty úhlu ohybu. Překvapivě se ale tyto dvě vyjádření nepřekrývají zejména v oblastech většího úhlu ohybu δ. Upravený průběh obou vyjádření je zobrazen na obrázku 3.6. Pro potřebu numerického výpočtu byly vyhlazeny skokové změny hodnot koeficientu A_1 v okolí úhlu 70° až 100°, a to proložením krajních hodnot definičních vztahů se zachováním rovnosti při $\delta = 90°$.

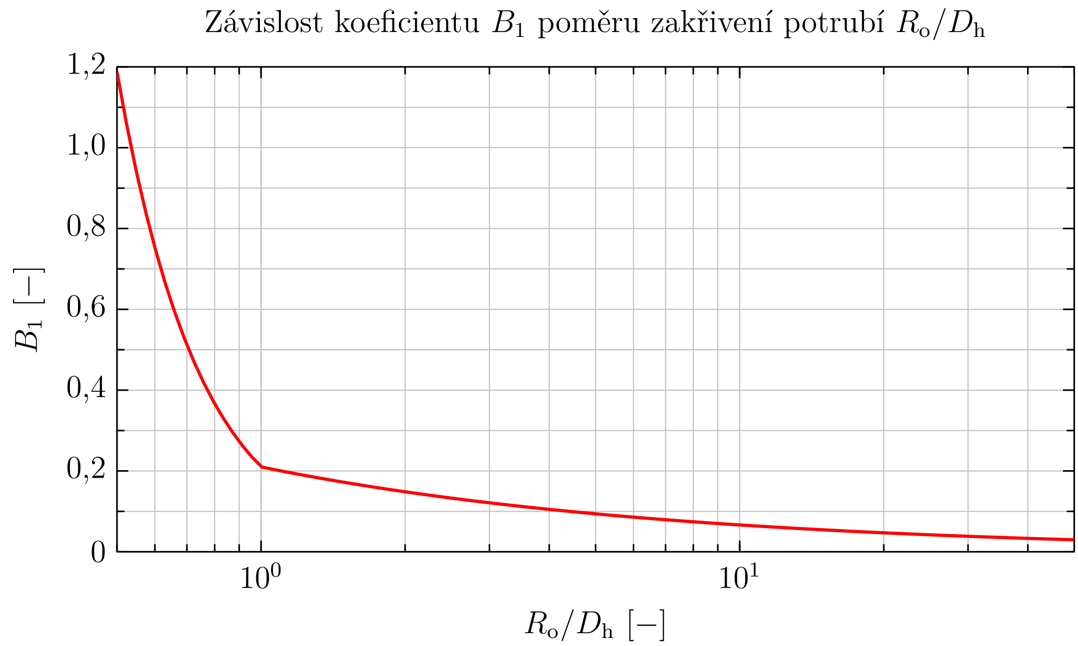
$$A_1(\delta) = \begin{cases} 0{,}9 \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{360}\delta\right) & \delta \leq 70° \\ 1{,}0 & 70° < \delta < 100° \\ 0{,}7 + 0{,}35\frac{\delta}{90} & \delta \geq 100° \end{cases} \tag{3.56}$$

Koeficient B_1 vyjadřuje tvarový vliv na tlakovou ztrátu způsobenou „ostrostí“ ohybu kolena. Pro výslednou tlakovou ztrátu je z hlediska ztrátového koeficientu B_1 přívětivější pozvolnější přechod, tedy vysoký poloměr ohybu R_o. Jeho definice se rozděluje na dvě oblasti podle velikosti poměru R_o/D_h, viz rovnice (3.57). Průběh koeficientu je zobrazen na obrázku 3.7.

$$B_1(R_o/D_h) = \begin{cases} \frac{0{,}21}{(R_o/D_h)^{2{,}5}} & R_o/D_h \leq 1{,}0 \\ \frac{0{,}21}{\sqrt{R_o/D_h}} & R_o/D_h > 1{,}0 \end{cases} \tag{3.57}$$



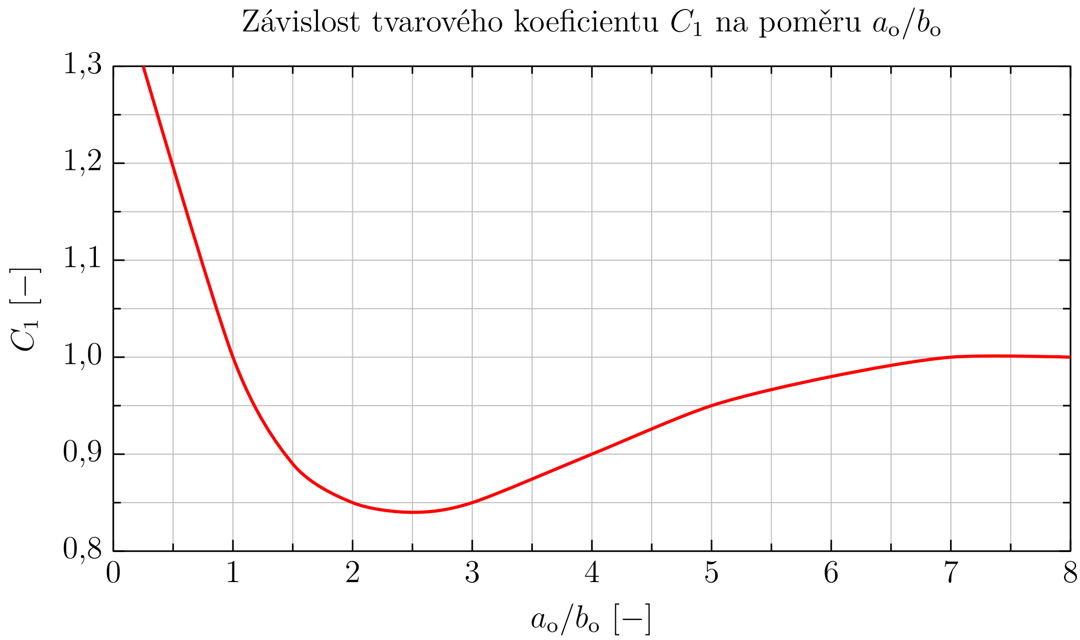
Obrázek 3.6: Průběh koeficientu A_1 v závislosti na úhlu ohybu potrubí δ. Diagram vykreslen na základě údajů v [11].



Obrázek 3.7: Průběh koeficientu B_1 v závislosti na poloměru zakřivení potrubí R_o/D_h. Diagram vykreslen na základě údajů v [11].

Koeficient C_1 vyjadřuje vliv tvaru průtočného průřezu. Uplatní se tedy zejména u potrubí oválného průřezu či u potrubí obdélníkového průřezu. Jeho hodnota je definována graficky, viz obrázek 3.8. Hodnota pro potrubí kruhového průřezu je tedy rovna:

$$a_o/b_o = 1 \quad \Rightarrow C_1 = 1$$

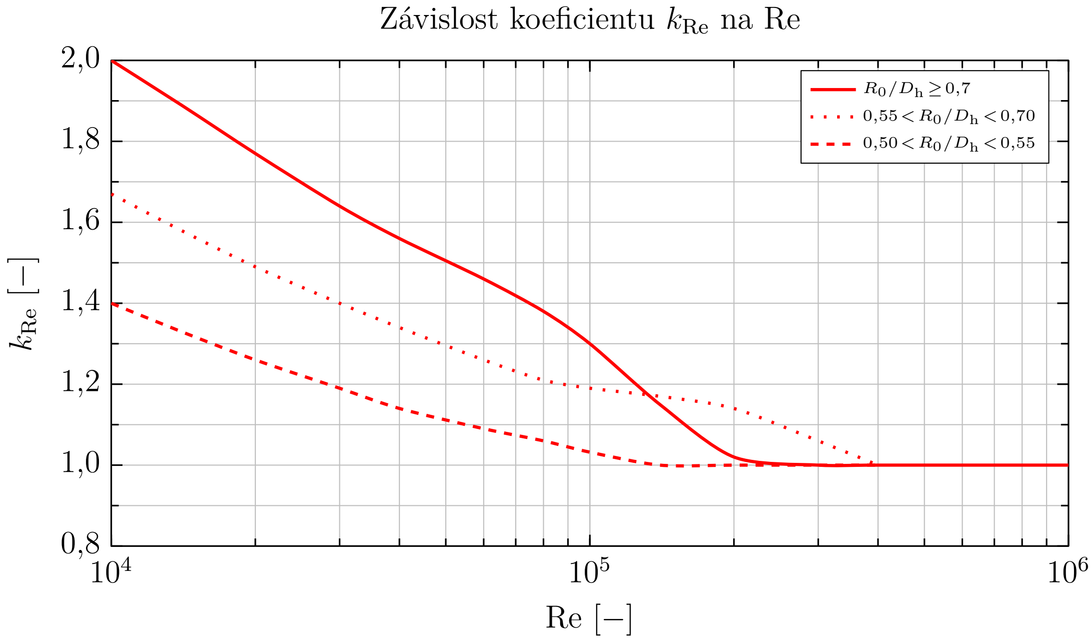


Obrázek 3.8: Průběh koeficientu C_1 v závislosti na tvarovém poměru potrubí a_o/b_o. Diagram vykreslen na základě údajů v [11].

Koeficient k_{Re} vyjadřuje vliv Reynoldsova čísla na tlakovou ztrátu kolena. Je významný zejména pro proudění v přechodové oblasti a počátku turbulentní oblasti. Pro běžně používaná kolena se obvykle volí $R_o/D_h = 1{,}5$ a pro tuto hodnotu je vliv Reynoldsova čísla znatelný jen do hodnoty zhruba $\mathrm{Re} = 2{\times}10^5$. Jelikož se proudění ve výpočtu pohybuje nad touto hodnotou, je možné vliv tohoto koeficientu zanedbat. Průběh koeficientu je zobrazen na obrázku 3.9.

$$\mathrm{Re} > 2{\times}10^5 \quad \Rightarrow k_{\mathrm{Re}} = 1$$

Koeficient k_Δ vyjadřuje vliv drsnosti na výslednou tlakovou ztrátu kolena. Nejedná se ale o třecí ztrátu jako v případě přímého potrubí, ale o vliv drsnosti na místní ztrátu. Třecí ztráta vlivem drsnosti je vyjádřena ζ_{fr}. Hodnoty koeficientu vlivu drsnosti k_Δ jsou souhrnně vyjádřeny v tabulce 3.2.



Obrázek 3.9: Diagram k_{Re}. Diagram vykreslen na základě údajů v [11].

$R_\mathrm{o}/D_\mathrm{h}$	0,50–0,55		>0,55–1,5			>1,5
Re	3×10^3–4×10^4	$>4\times10^4$	4×10^4–2×10^5	4×10^4–2×10^5	$>2\times10^5$	$>4\times10^4$
k/D_h						
0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
0–1×10^{-3}	1,0	$1{,}0 + 0{,}5\cdot10^3 k/D_\mathrm{h}$	1,0	$\lambda/\lambda_{\mathrm{sm}}$	$1{,}0 + (k/D_\mathrm{h})1\cdot10^3$	$1{,}0 + (k/D_\mathrm{h})^2 1\cdot10^6$
$>1\times10^{-3}$	1,0	1,5	1,0	2,0	2,0	2,0

Tabulka 3.2: Hodnoty koeficientu k_Δ. Hodnoty převzaty z [11]

3.4.2 Armatury

Tlakovou ztrátu na ventilu je možné vyjádřit pomocí průtokového součinitele $\mathrm{K_{vs}}$, který vyjadřuje velikost hodinového objemového průtoku vody o teplotě 15 °C armaturou při jejím plném otevření při tlakové ztrátě 1 bar. Pro průtok páry je $\mathrm{K_{vs}}$ definováno rovnicí (3.58). Tento vztah platí pro podkritický tlakový spád.

$$\mathrm{K_{vs}} = \frac{G_\mathrm{a}}{31{,}62\sqrt{(p_1 - p_2)\rho_2}} \qquad [\mathrm{m^3 \cdot h^{-1}}][35] \qquad (3.58)$$

Průtokový koeficient pro neúplné otevření armatury je označen $\mathrm{K_v}$. Lze definovat poměrný průtokový součinitel Φ, který vyjadřuje průtokový součinitel armatury při daném zdvihu $\mathrm{K_v}$ ku průtokovému součiniteli při plném otevření $\mathrm{K_{vs}}$, viz rovnice (3.59).

$$\Phi = \frac{\mathrm{K_v}}{\mathrm{K_{vs}}} \qquad [7] \qquad (3.59)$$

Převyjádřením rovnice (3.59) získáme průtokový součinitel $\mathrm{K_v}$ jako funkci průtokového součinitele při plném otevření armatury $\mathrm{K_{vs}}$ a poměrného průtokového součinitele Φ, viz rovnice (3.60).

$$\mathrm{K_v} = \Phi\,\mathrm{K_{vs}} \tag{3.60}$$

Průběh poměrného průtokového součinitele Φ určuje tzv. charakteristiku ventilu. V technické praxi se využívají zejména tři základní charakteristiky.

Lineární charakteristika ventilu je definovaná rovnicí (3.61), kde Φ_0 je poměrný průtokový součinitel při nulovém zdvihu, bude diskutován dále, H je zdvih ventilu a m_{LV} je sklon lineární charakteristiky.

$$\Phi = \Phi_0 + m_{\mathrm{Lv}} H \tag{3.61}$$

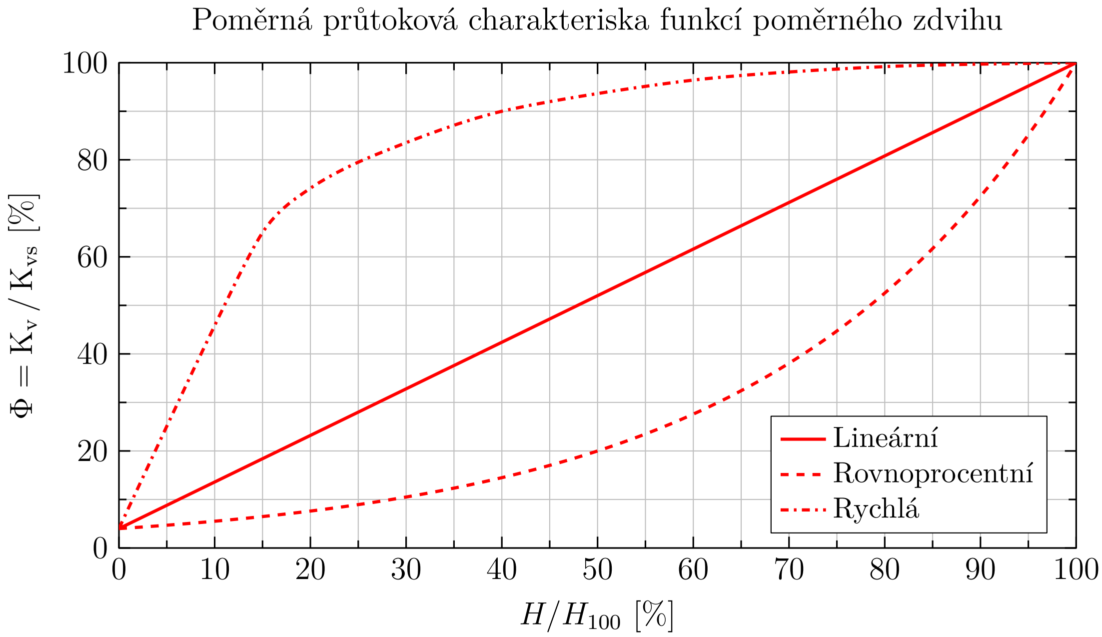
Rovnoprocentní charakteristika ventilu je definovaná rovnicí (3.62), kde Φ_0 je poměrný průtokový součinitel při nulovém zdvihu, bude diskutován dále, H je zdvih ventilu a m_{LV} je sklon rovnoprocentní charakteristiky.

$$\Phi = \Phi_0 e^{m_{\mathrm{Rv}} H} \tag{3.62}$$

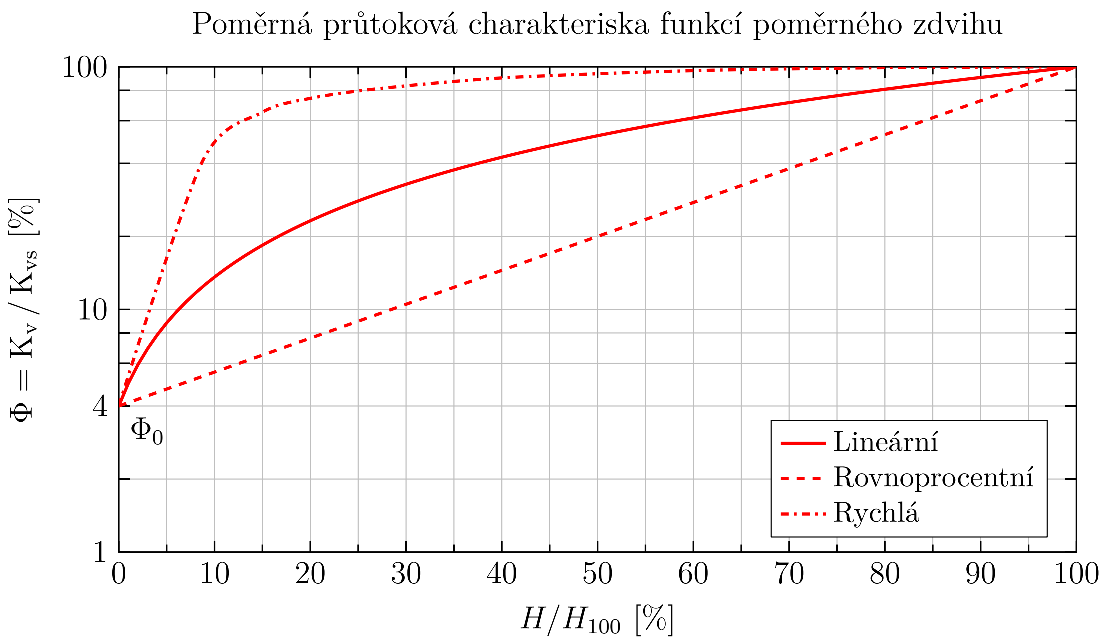
Další charakteristikou je tzv. „rychlá“ charakteristika, která se vyznačuje prudkým počátečním nárůstem Φ. Její průběh není pevně definován.

Vyskytují se ještě modifikované charakteristiky, které mohou být kombinací předešlých charakteristik, například při malých poměrných zdvizích je charakteristika lineární a při větších je rovnoprocentní. Dále také může být charakteristika popsána jinou matematickou funkcí, například polynomiální.

Popisované charakteristiky jsou souhrnně vyneseny do diagramu pro srovnání. Na obrázku 3.10 je poměrný průtokový koeficient Φ vynesen v lineárních souřadnicích a na obrázku 3.11 je vynesen v logaritmických souřadnicích. Na druhém diagramu je více patrné, že charakteristika nevychází z počátku. Charakteristika začíná v bodě Φ_0 při nulovém zdvihu armatury $H = 0$. Z toho by mohl být vyvozen mylný závěr, že armaturou i při jejím plném zavření protéká nenulové množství tekutiny, ponechme stranou průtok vlivem netěsnosti armatury, není tomu ovšem tak. Je nutné se na tuto hodnotu dívat spíše jako na teoretickou. Je to způsobené tím, že armatura nemá v počátku otevírání stejnou charakteristiku jako ve zbytku rozsahu. Většinou dochází v okolí nulového poměrného zdvihu k prudkému nárůstu poměrného průtočného koeficientu a poté se ve větších poměrných zdvizích již charakteristika přimkne k charakteristice ventilu.



Obrázek 3.10: Poměrná průtoková charakteristika Φ funkcí poměrného zdvihu H/H_{100}.



Obrázek 3.11: Poměrná průtoková charakteristika Φ funkcí poměrného zdvihu H/H_{100}. Hodnota $\Phi_0 = 4\,\%$ je zvolena ilustrativně, u skutečných armatur se může hodnota lišit.

3.5 Fannův děj

Adiabatické proudění stlačitelných plynů potrubím konstantního průřezu s uvažováním vlivu viskózních sil se popisuje Fannovým dějem. Třecí ztráty způsobené viskozitou proudícího média jsou důležitým faktorem ovlivňujícím parametry média, ale i vlastní charakter proudění. Viskozita způsobí vznik smykových napětí a vznik tlakové ztráty. Jak již bylo zmíněno v sekci 3.3, třecí ztráty jsou disipací energie proudu. Pro výpočet proudění jsou uvažovány následující předpoklady:

- Adiabatické ustálené 1-D proudění
- Proudění ideálního plynu
- Konstantní průtočná plocha
- Přímé potrubí
- Konstantní výška potrubí a s tím i neměnná výšková potenciální energie
- Plyn nekoná práci
- Třecí součinitel je určen dle Darcy-Weisbachovy rovnice nebo Haalandovo rovnice, viz podsekce 3.3.1

3.5.1 Základní a identifikační rovnice

Děj se uvažuje v každém dílčím časovém okamžiku jako ustálený, tzn. hustota, rychlost ani průtočná plocha není proměnná v čase, a proto musí být hmotnostní tok podél celého potrubí konstantní. Tento fakt vyjadřuje rovnice (3.63), rovnice kontinuity. [23, kapitola 6][3, 24]

$$\dot{m} = \rho c A \tag{3.63}$$

Průtočná plocha A je konstantní i podél délky potrubí, takže rovnice (3.63) se upraví na tvar rovnice (3.64), a tedy součin rychlosti proudění c a hustoty ρ je konstantní podél délky potrubí a je roven hustotě hmotnostního toku G.

$$\frac{\dot{m}}{A} = \rho c \equiv G \tag{3.64}$$

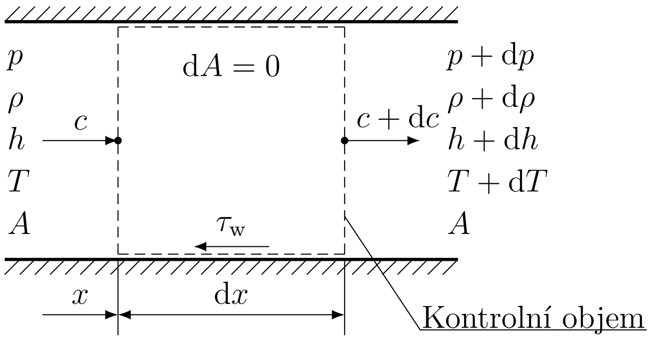
Logaritmickou derivací rovnice (3.64) obdržíme rovnici (3.65).

$$\frac{\mathrm{d}\rho}{\rho} + \frac{\mathrm{d}c}{c} = 0 \tag{3.65}$$

Stavová rovnice (3.66) pro ideální plyn upravená s použitím definice hustoty ρ, jakožto převrácená hodnota měrného objemu v.

$$\frac{p}{\rho} = rT \tag{3.66}$$

Elementární kontrolní objem je znázorněn na obrázku 3.12. Smykové napětí, jak již bylo zmíněno, je koncentrováno do oblasti povrchu, který je smáčen tekutinou, kde zapříčiňuje vznik ztrát a disipaci energie proudu. Tato ztráta způsobí pokles tlaku



Obrázek 3.12: Elementární kontrolní objem proudění v trubici konstantní plochy A

a zároveň s tím i pokles hustoty plynu. Dle rovnice (3.64) je ale součin rychlosti c a hustoty ρ neměnný, musí tedy docházet k urychlování plynu.

Na elementární objem působí síly vyvozené z rozdílu tlaku dp, vyjádřené prvním členem, smykovým napětím τ_{w}, vyjádřené druhým členem a setrvačnou silou vyjádřenou třetím členem v rovnici (3.67).

$$- A\,\mathrm{d}p - \tau_{\mathrm{w}}\,\mathrm{d}A_{\mathrm{w}} = A\rho c\,\mathrm{d}c \tag{3.67}$$

Hydraulický průměr D_{h} s vyjádřením omočeného obvodu o na elementárním objemu dle obrázku 3.12. Hydraulický průměr D_{h} je schodný s průměrem potrubí D.

$$D_{\mathrm{h}} \equiv 4\frac{A}{o} \quad \therefore \quad D = 4\frac{A}{\mathrm{d}A_{\mathrm{w}}\,/\,\mathrm{d}x} = 4\frac{A}{\mathrm{d}A_{\mathrm{w}}}\,\mathrm{d}x \quad [19,\ \text{s. } 242] \tag{3.68}$$

Fanningův koeficient f je definován jako podíl smykového napětí τ_{w} a součinu kvadrátu rychlosti c a hustoty ρ. Zároveň je definován jako čtvrtina třecího součinitele λ dle Darcy-Weisbachovy rovnice (3.69).

$$f \equiv \frac{\tau_{\mathrm{w}}}{\rho\frac{c^2}{2}} \quad \wedge \quad f = \frac{\lambda}{4} \qquad [27,\ \text{s. } 78] \tag{3.69}$$

$$\mathrm{d}A_{\mathrm{w}} = \frac{4A}{D}\,\mathrm{d}x\,; \quad \tau_{\mathrm{w}} = f\rho\frac{c^2}{2} \tag{3.70}$$

Kombinací vztahů z rovnice (3.68), rovnice (3.69) a rovnice kontinuity v diferenciálním tvaru, viz rovnice (3.65), získáme pohybovou rovnici s vlivem tření. V různých literaturách se používají součinitele dle Dary a Fanninga souběžně, zde pro zachování konzistence s ostatními částmi práce bude použit Darcy-Weisbachovo součinitel λ.

$$c\,\mathrm{d}c + \frac{\mathrm{d}p}{\rho} = -f\frac{c^2}{2}\frac{4}{D}\,\mathrm{d}x = -\frac{\lambda}{D}\frac{c^2}{2}\,\mathrm{d}x \tag{3.71}$$

Energetická rovnice pro ustálené proudění ideálního plynu. Stagnační entalpie h_0 je konstantní.

$$h + \frac{c^2}{2} = h_0 = konstanta \tag{3.72}$$

Diferencováním rovnice (3.72) získáme rovnici (3.73).

$$\mathrm{d}h + c\,\mathrm{d}c = \mathrm{d}h_0 = 0 \tag{3.73}$$

Entalpie ideálního plynu h je určená pouze jeho teplotou T a Poissonovo konstantou κ.

$$\mathrm{d}h = c_\mathrm{p}\,\mathrm{d}T = \frac{\kappa r}{\kappa - 1}\,\mathrm{d}T \tag{3.74}$$

Z předešlých vztahů je možné vyvodit, že za předpokladu konstantní stagnační entalpie h_0 a měrné tepelné kapacity za konstantního tlaku c_p je i stagnační teplota T_0 konstantní.

$$h_0 = konstanta \wedge c_\mathrm{p} = konstanta \Rightarrow T_0 = konstanta \tag{3.75}$$

Úpravou rovnice (3.74) s použitím definice Machova čísla přejde energetická rovnice do následujícího tvaru:

$$\frac{\mathrm{d}T}{T} = -(\kappa - 1)\,\mathrm{Ma}^2\,\frac{\mathrm{d}c}{c} \tag{3.76}$$

Stejnou úpravou provedeme v rovnici (3.71), kdy přejde pohybová rovnice do následujícího tvaru:

$$\frac{\mathrm{d}p}{p} = -\kappa\,\mathrm{Ma}^2\,\frac{\mathrm{d}c}{c} - \kappa\frac{\lambda}{D}\frac{\mathrm{Ma}^2}{2}\,\mathrm{d}x \tag{3.77}$$

Logaritmickou derivací rovnice (3.66) obdržíme rovnici (3.78), stavovou rovnici v logaritmickém tvaru.

$$\frac{\mathrm{d}p}{p} - \frac{\mathrm{d}\rho}{\rho} = \frac{\mathrm{d}T}{T} \tag{3.78}$$

Kombinací rovnice (3.76), rovnice (3.77) a rovnice (3.78) obdržíme identifikační rovnici pro adiabatické proudění ideálního plynu potrubím s vlivem tření. Je obdobou Hugoniotovu teorému (3.30) pro adiabatické proudění ideálního plynu dýzou, diskutovaného v sekci 3.2.

$$\boxed{\left(\mathrm{Ma}^2 - 1\right)\frac{\mathrm{d}c}{c} = -\kappa\frac{\mathrm{Ma}^2}{2}\frac{\lambda}{D}\,\mathrm{d}x} \tag{3.79}$$

3.5.2 Dynamické funkce

Pro určení termodynamických vlastností plynu podél délky trubice je možné sestavit dynamické funkce, které vycházejí z rovnic pro Fannův děj odvozených v podsekci 3.5.1. [34, 27]

Hustotu hmotnostního toku G je možné upravit do tvaru rovnice (3.80).

$$G = \rho c = \frac{p}{rT}\underbrace{\mathrm{Ma}}_{\frac{c}{a}}\,a = \frac{p\,\mathrm{Ma}\sqrt{\kappa r T}}{rT} = konstanta \tag{3.80}$$

Úpravou rovnice (3.80) získáme rovnici (3.81), jejíž hodnota je podél trubice též konstantní. Toto je jeden z výchozích vztahů pro další úpravy.

$$\frac{p\,\mathrm{Ma}}{\sqrt{T}} = konstanta \tag{3.81}$$

Diferencování rovnice (3.81) obdržíme rovnici (3.82).

$$\frac{\mathrm{d}p}{p} = \frac{1}{2}\frac{\mathrm{d}T}{T} - \frac{\mathrm{d}\,\mathrm{Ma}}{\mathrm{Ma}} \tag{3.82}$$

Vyjádření kvadrátu Machova čísla.

$$\mathrm{Ma}^2 = \frac{c^2}{a^2} = \frac{c^2}{\kappa r T} \tag{3.83}$$

Diferencováním rovnice (3.83) získáme rovnici (3.84) a následnou úpravou získáme rovnici (3.85).

$$\frac{\mathrm{dMa}^2}{\mathrm{Ma}} = \frac{\mathrm{d}c^2}{c^2} - \frac{\mathrm{d}T}{T} \tag{3.84}$$

$$-\kappa\frac{\mathrm{Ma}^2}{2}\frac{\mathrm{d}c^2}{c^2} = -\kappa\frac{\mathrm{dMa}^2}{2} - \kappa\frac{\mathrm{Ma}^2}{2}\frac{\mathrm{d}T}{T} \tag{3.85}$$

$$\frac{\mathrm{d}p}{p} = -\kappa\frac{\mathrm{Ma}^2}{2}\frac{\mathrm{d}c^2}{c^2} - \kappa\frac{\lambda}{D}\frac{\mathrm{Ma}^2}{2}\mathrm{d}x \tag{3.86}$$

Do pohybové rovnice (3.86) dosadíme za diferenciál rychlosti $\mathrm{d}c^2/c^2$ vztah získaný úpravou rovnice pro hustoty hmotnostního toku G, viz rovnice (3.84), získáme tak vztah pro diferenciál tlaku.

$$\frac{\mathrm{d}p}{p} = -\kappa\frac{\mathrm{dMa}^2}{2} - \kappa\frac{\mathrm{Ma}^2}{2}\frac{\mathrm{d}T}{T} - \kappa\frac{\lambda}{D}\frac{\mathrm{Ma}^2}{2}\mathrm{d}x \tag{3.87}$$

Stagnační entalpie h_0 a určení měrné tepelné kapacity za konstantního tlaku c_p obdobně jako v rovnici (3.74).

$$h_0 = h + \frac{c^2}{2}; \quad h = c_\mathrm{p}T; \quad c_\mathrm{p} = \frac{\kappa r}{\kappa - 1} \tag{3.88}$$

Vztah pro stagnační teplotu T_0.

$$T_0 = T + \frac{c^2}{2c_\mathrm{p}} \tag{3.89}$$

Upravení stagnační teploty T_0 pomocí Machova čísla. Jak již bylo konstatováno, stagnační teplota T_0 je podél trubice konstantní.

$$T_0 = T\left(1 + \frac{\kappa - 1}{2}\mathrm{Ma}^2\right) = konstanta \tag{3.90}$$

Diferencováním rovnice (3.90) obdržíme rovnici (3.91).

$$\frac{\mathrm{d}T}{T} = -\frac{\mathrm{d}\left(1 + \frac{\kappa-1}{2}\mathrm{Ma}^2\right)}{1 + \frac{\kappa-1}{2}\mathrm{Ma}^2} \tag{3.91}$$

Do upravené pohybové rovnice (3.87) postupně dosadíme. Do rovnice (3.82) dosadíme za $\mathrm{d}T/T$ z rovnice (3.91) a výsledný vztah pro $\mathrm{d}p/p$ dosadíme do pohybové rovnice. Obdržíme důležitou dynamickou rovnici (3.92), pomocí níž budeme následně odvozovat vztahy pro jednotlivé termodynamické veličiny. Ve výsledné rovnici se vyskytuje jen Machovo číslo Ma jako nezávislá proměnná, Poissonova konstanta κ a veličina charakterizující trubici, takzvaný parametr $\lambda\,\mathrm{d}x/D$.

$$-\frac{1}{2}\frac{\mathrm{d}\left(1 + \frac{\kappa-1}{2}\mathrm{Ma}^2\right)}{1 + \frac{\kappa-1}{2}\mathrm{Ma}^2} - \frac{\mathrm{d\,Ma}}{\mathrm{Ma}} + \kappa\frac{\mathrm{dMa}^2}{2} - \kappa\frac{\mathrm{Ma}^2}{2}\frac{\mathrm{d}\left(1 + \frac{\kappa-1}{2}\mathrm{Ma}^2\right)}{1 + \frac{\kappa-1}{2}\mathrm{Ma}^2} = -\kappa\frac{\lambda}{D}\frac{\mathrm{Ma}^2}{2}\mathrm{d}x \tag{3.92}$$

Zjednodušením rovnice (3.92) získáme rovnici (3.93).

$$\frac{\lambda\,\mathrm{d}x}{D} = \frac{2}{\kappa}\frac{\mathrm{dMa}}{\mathrm{Ma}^3} - \frac{\kappa+1}{2\kappa}\frac{\mathrm{dMa}^2}{\mathrm{Ma}^2} + \frac{\kappa+1}{2\kappa}\frac{\mathrm{d}\left(1 + \frac{\kappa-1}{2}\mathrm{Ma}^2\right)}{1 + \frac{\kappa-1}{2}\mathrm{Ma}^2} \tag{3.93}$$

3.5.2.1 Parametr Lλ/D

Jelikož stagnační tlak p_0 klesá podél trubice vlivem neizoentropického proudění není vhodné ho využít jako referenční hodnotu. Jako referenční hodnota je využita hodnota kritická, která jasně charakterizuje proudění. Kritických hodnot jakožto referenčních, je docíleno integrací od začátku trubice $x = 0$, kde je obecná hodnota Machova čísla a až po kritickou délku $x = L_{\max}$, kdy je dosaženo kritické rychlosti, tedy $\mathrm{Ma} = 1$. Rovnice (3.93) je integrována dle předchozího postupu, viz rovnice (3.94), a výsledkem integrace je rovnice (3.95).

$$\int_0^{L_{\max}} \lambda \frac{\mathrm{d}x}{D} = \int_{Ma^2}^{1} \frac{1 - \mathrm{Ma}^2}{\kappa\,\mathrm{Ma}^4 \left(1 + \frac{\kappa-1}{2}\,\mathrm{Ma}^2\right)}\,\mathrm{dMa}^2 \tag{3.94}$$

$$\frac{L_{\max}\overline{\lambda}}{D} = \frac{1 - \mathrm{Ma}^2}{\kappa\,\mathrm{Ma}^2} + \frac{\kappa+1}{2\kappa} \ln\left(\frac{(\kappa+1)\,\mathrm{Ma}}{2\left(1 + \frac{\kappa-1}{2}\,\mathrm{Ma}\right)}\right) \tag{3.95}$$

Pro integraci je nutné znát průběh třecího součinitele λ podél trubice, který se vyskytuje na pravé straně při integraci rovnice (3.94). Obecně je určena průměrná hodnota třecího součinitele $\overline{\lambda}$. Jelikož se ale celý děj proudění nachází v oblasti vysokých Reynoldsových číslech, je možné předpokládat zanedbatelnou změnu třecího součinitele podél trubice vlivem změny Reynoldsova čísla, viz obrázek 3.3, a můžeme uvažovat jeho konstantní hodnotu. Určením třecího součinitel λ se podrobně zabývá podsekce 3.3.2.

$$\overline{\lambda} = \frac{1}{L_{\max}} \int_0^{L_{\max}} \lambda\,\mathrm{d}x \tag{3.96}$$

3.5.2.2 Tlak

Stejným postupem jako při určování předešlého parametru $L\lambda/D$ je možné vyjádřit integrací rovnice (3.97) poměr tlaku p ku kritickému tlaku p^*, viz rovnice (3.99). Naprosto stejnými operacemi byly získány poměry ostatních termodynamických veličin, viz rovnice (3.100) až (3.104).

$$\frac{\mathrm{d}p}{p} = -\frac{1 + (\kappa-1)\,\mathrm{Ma}^2}{2\,\mathrm{Ma}\left(1 + \frac{\kappa-1}{2}\,\mathrm{Ma}^2\right)}\,\mathrm{dMa}^2 \tag{3.97}$$

$$\int_p^{p^*} \frac{\mathrm{d}p}{p} = \int_{\mathrm{Ma}^2}^{1} -\frac{1 + (\kappa-1)\,\mathrm{Ma}^2}{2\,\mathrm{Ma}^2\left(1 + \frac{\kappa-1}{2}\,\mathrm{Ma}^2\right)}\,\mathrm{dMa}^2 \tag{3.98}$$

$$\frac{p}{p^*} = \frac{1}{\mathrm{Ma}}\sqrt{\frac{\kappa+1}{2 + (\kappa-1)\,\mathrm{Ma}^2}} \tag{3.99}$$

3.5.2.3 Teplota

$$\frac{T}{T^*} = \frac{\kappa+1}{2 + (\kappa-1)\,\mathrm{Ma}^2} \tag{3.100}$$

3.5.2.4 Rychlost zvuku

$$\frac{a^2}{a^{*2}} = \frac{\kappa + 1}{2 + (\kappa - 1)\,\mathrm{Ma}^2} \tag{3.101}$$

3.5.2.5 Hustota

$$\frac{\rho}{\rho^*} = \frac{1}{\mathrm{Ma}} \sqrt{\frac{2 + (\kappa - 1)\,\mathrm{Ma}^2}{\kappa + 1}} \tag{3.102}$$

3.5.2.6 Rychlost

$$\frac{c}{c^*} = \mathrm{Ma} \sqrt{\frac{\kappa + 1}{2 + (\kappa - 1)\,\mathrm{Ma}^2}} \tag{3.103}$$

3.5.2.7 Stagnační tlak

$$\frac{p_0}{p_0^*} = \frac{1}{\mathrm{Ma}} \sqrt{\left(\frac{\left(2 + (\kappa - 1)\,\mathrm{Ma}^2\right)}{\kappa + 1}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}}} \tag{3.104}$$

3.5.3 Analýza rovnic a vlastností Fannova děje

Trendy změn termodynamických veličin odvozených v podsekci 3.5.2 lze souhrnně sepsat do tabulky 3.3.

Termodynamická veličina		**$\mathrm{Ma}_1 < 1$**	**$\mathrm{Ma}_1 > 1$**
p	Tlak	pokles	vzrůst
Ma	Machovo číslo	vzrůst	pokles
c	Rychlost	vzrůst	pokles
ρ	Hustota	pokles	vzrůst
T	Teplota	pokles	vzrůst
p_0	Stagnační tlak	pokles	pokles
T_0	Stagnační teplota	neměnná	neměnná
h_0	Stagnační entalpie	neměnná	neměnná
s	Entropie	vzrůst	vzrůst

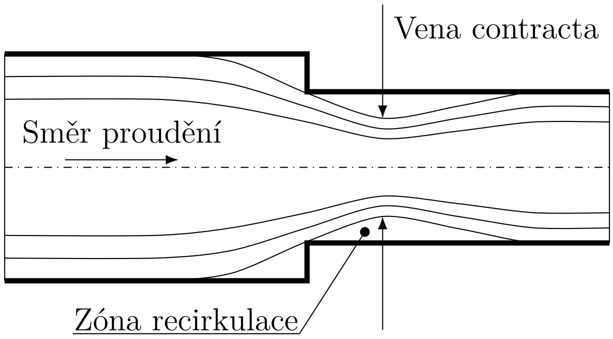
Tabulka 3.3: Souhrnný přehled trendů změny termodynamických veličin podél délky trubice v závislosti na vstupním Machově čísle Ma_1

Předmětem této práce bude jen oblast Fannova děje, kdy je na vstupu do trubice proudění podzvukové, tedy $\mathrm{Ma} < 1$. Nebude se tedy zabývat vznikem rázových vln uvnitř trubice. Předpokladem pro toto tvrzení je, že pro vznik nadzvukového proudění nejsou podmínky, a to konkrétně není na vstupu do trubice umístěna konvergentně-divergentní dýza.

3.5.3.1 Vstupní část trubice

Pozoruhodným jevem u toku tekutiny z objemu či trubice většího průměru do trubice menšího průměru je vytvoření tzv. Vena contracta. Vzniklá kontrakce proudu způsobuje zmenšení skutečného průtočného průřezu, který se ale po určité délce od změny průměru trubice dostane na skutečný průměr menší trubice, jak je zobrazeno na obrázku 3.13. Tvar vytvořených proudnic je podobný k tvaru Lavalovy dýzy, viz obrázek 3.1. Lokálně mohou vzniknout podmínky, díky nimž dojde k urychlení proudu až do nadzvukového proudění, ač geometrie potrubí tomu neodpovídá.

Nadzvukové proudění na vstupu do trubice by měnilo podstatu celé úlohy a výrazně by ji komplikovalo ať vznikem rázových vln uvnitř trubice nebo tím, že by již neplatily vzorce pro tlakové poměry ve formě, v jakých jsou uvedeny například v rovnici (3.106). U proudění v evakuačním potrubí nepozorujeme vznik nadzvukového proudění, a proto tento vliv nebude při řešení této úlohy uvažován. [18]



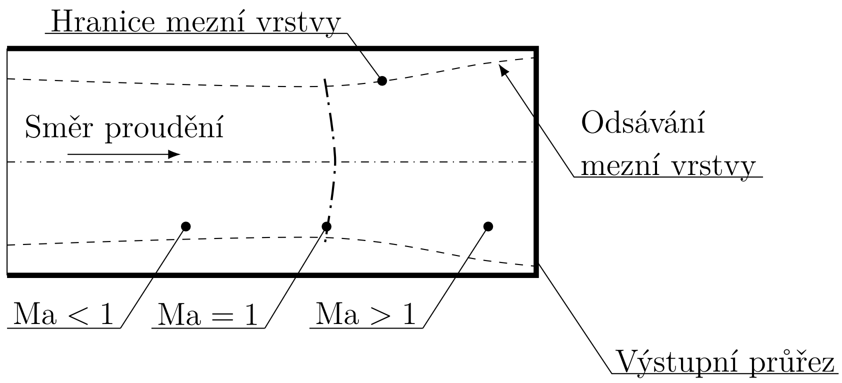
Obrázek 3.13: Ostrý přechod potrubí většího průměru na potrubí menšího průměru s vyznačenou kontrakcí proudu, vznik tzv. Vena conracta.

3.5.3.2 Výstupní část trubice

Ve výstupní části potrubí dochází k odsávání mezní vrstvy vnějším okolím. Díky tomu dochází k postupnému zmenšování této mezní vrstvy a ke zvětšování efektivního průtočného průřezu ve směru proudění. Tím se vytvářejí vhodné podmínky nutné pro přechod proudění do nadzvukových rychlostí. Místo kritické rychlosti $\mathrm{Ma} = 1$ není tedy totožné s výstupním průřezem, ale nachází se uvnitř trubice, jak zobrazuje obrázek 3.14. Tento jev ale nebude ve výpočtu uvažován. [6]

3.5.3.3 Vliv Machova čísla

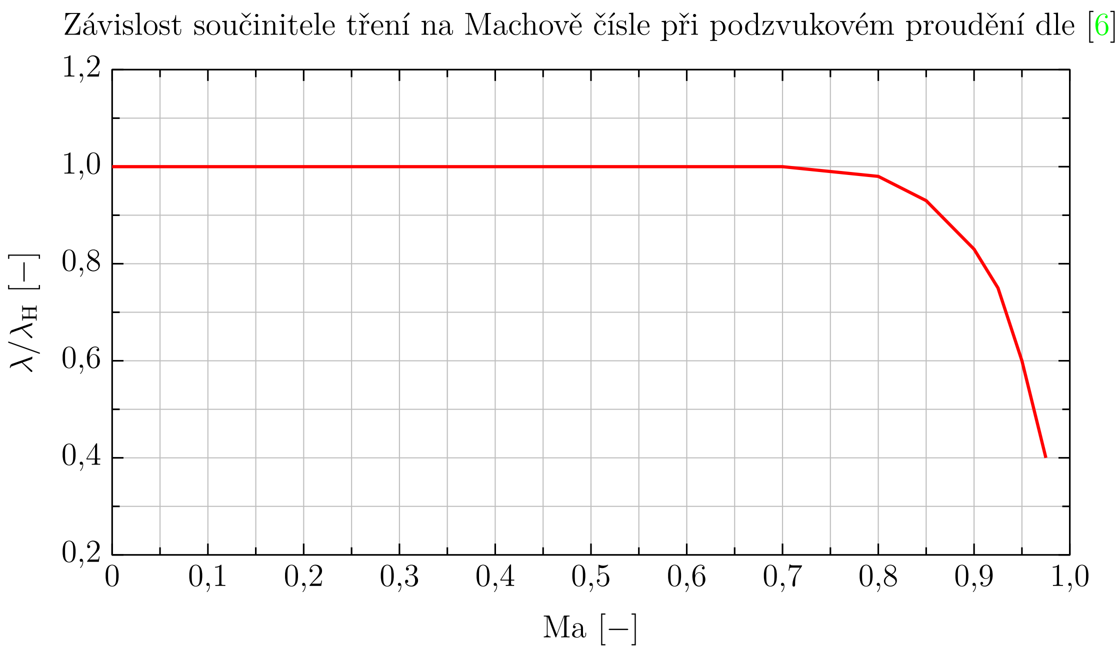
Dle měření uvedených v literatuře [6] má Machovo číslo vliv na velikost třecího součinitele λ. Při nižších hodnotách $\mathrm{Ma} < 0{,}75$ je tento vliv prakticky nulový a třecí součinitel je roven součiniteli λ_H určeným například podle rovnice (3.44). Při vyšších hodnotách Machova čísla začíná být tento jev znatelný a dochází ke snižování třecího součinitele λ. S růstem Machova čísla roste i gradient tlaku v trubici, který způsobuje deformaci rychlostního profilu u stěny. Při vyšších Machových číslech $\mathrm{Ma} > 0{,}75$ se začne výrazně projevovat vliv stlačitelnosti a to vede k zmenšení třecí síly vázané



Obrázek 3.14: Průběh Machova čísla ve výstupní části potrubí. [6]

na kinetickou energii proudu v daném místě. Z vlastností Fannova děje vyplývá, že oblast vysokých Machových čísel se objevuje blízko výstupní části trubice a vlivem odsávání mezní vrstvy vnějším okolím je narušena mezní vrstva, a to vede k dalšímu poklesu třecího součinitele, viz podsekce 3.5.3.2. Průběh poměru třecího součinitele λ ku třecímu součiniteli získaného bez uvažování vlivu Machova čísla λ_H je vynesen na obrázku 3.15. Tento jev ale nebude ve výpočtu uvažován. [6]

Pro podzvukové proudění, tzn. Ma < 1, lze pro určení třecího součinitele λ využít obrázek 3.3, který je interpretací rovnice (3.44). Ovšem pro nadzvuková proudění, tzn. Ma > 1, je takto získaný třecí součinitel λ nadhodnocen až o 50 %. [33, 28]



Obrázek 3.15: Závislost součinitele tření na Machově čísle při podzvukovém proudění. Diagram vykreslen na základě údajů v [6].

3.5.4 Aplikace rovnic Fannova děje

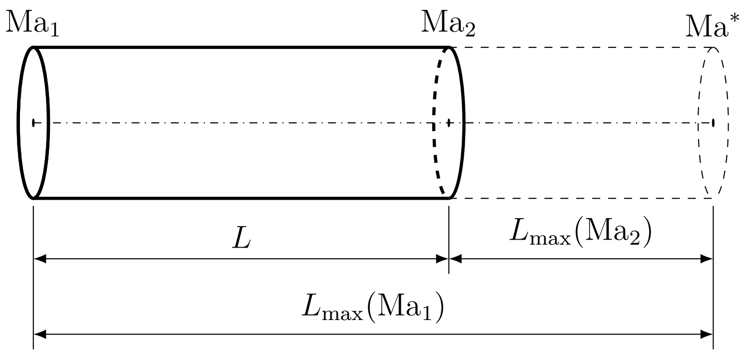
Aplikace rovnic bude řešena jen pro podzvukové vstupní rychlosti. Z tabulky 3.3 lze říci, že při podzvukové vstupní rychlosti bude tření způsobovat pokles hustoty plynu a s tím spojené urychlování proudu, jak již bylo diskutováno.

Termodynamické veličiny na výstupu z trubice nelze určit jen z parametrů plynu na vstupu. Je to způsobeno tím, že poměry termodynamických veličin nejsou vztaženy k výstupním parametrům, ale k parametrům kritickým. Kritické parametry nejsou u trubice s aplikací Fannova děje funkcí jen Poissonovy konstanty κ, jako tomu je u dýzy, viz sekce 3.2, ale jsou funkcí i parametrů trubice, kterými jsou délka potrubí L, průměr potrubí D a třecí součinitel λ. Využijeme rovnice odvozené v podsekci 3.5.2. Jako nezávislý parametr při odvozování rovnic bylo zvoleno Machovo číslo. Vhodné je to z toho důvodu, že již ze znalosti průběhu Machova čísla podél trubice jsme schopni určit všechny ostatní termodynamické veličiny. Nevýhodou toho je, že do výpočtu nevstupuje tlakový poměr přímo a z jeho znalosti nejsme schopni přímo analyticky určit požadované veličiny.

Jak již bylo zmíněno, do výpočtu vstupují parametry trubice. Ty jsou shrnuty do bezrozměrného parametru $L\lambda/D$. Pro každou hodnotu tohoto parametru existuje Machovo číslo vstupujícího plynu, při kterém je plyn vlivem tření urychlen a vystupuje z trubice kritickou rychlostí, tedy na výstupu z trubice je $\mathrm{Ma} = 1$. Pokud je vstupní Machovo číslo menší, než které odpovídá pro daný parametr $L\lambda/D$, ke kritické výstupní rychlosti nedojde. Pro určení výstupních parametrů se ke skutečné trubici dodá další fiktivní délka, která je dlouhá právě tak, aby dodatečná délka vyvolala vlivem tření urychlení proudu a výstupní rychlost byla rovna kritické. Parametr $L\lambda/D|_{\mathrm{Ma}_1}$ vyjadřuje potřebnou délku pro dosažení kritické rychlosti ve výstupu při vstupním Machovu čísle Ma_1 a parametr $L\lambda/D|_{\mathrm{Ma}_2}$ vyjadřuje potřebnou délku pro dosažení kritické rychlosti ve výstupu při vstupním Machově čísle Ma_2. Machovo číslo na výstupu ze skutečné trubice je rovno vstupnímu Machově čísle na vstupu do fiktivní trubice. Rozdílem těchto parametrů získáme parametr $L\lambda/D$ vyjadřující parametr skutečné trubice, viz rovnice (3.105). Délka $L_{\max}(\mathrm{Ma}_1)$ je potřebná délka pro urychlení proudu ze vstupní hodnoty Ma_1 na sonickou Ma^*. Délka $L_{\max}(\mathrm{Ma}_2)$ je potřebná délka fiktivní trubice pro urychlení proudu ze vstupní hodnoty Ma_2 na kritickou Ma^*. Odečtením těchto délek získáme skutečnou délku potrubí L, viz obrázek 3.16.

$$\frac{L\lambda}{D} = \left.\frac{L\lambda}{D}\right|_{\mathrm{Ma}_1} - \left.\frac{L\lambda}{D}\right|_{\mathrm{Ma}_2} \tag{3.105}$$

Výstupní parametry z trubice jsou tedy po zjištění potřebné fiktivní délky známé. V případě řešení úlohy, kdy není známo vstupní Machovo číslo, ale je znám tlakový spád, Machovo číslo není libovolný parametr a je určeno tímto celkovým tlakovým spádem. K urychlení proudu na vstupu do trubice může být použita dýza nebo Lavalova dýza, tou se zde ale nebudeme zabývat, jelikož může urychlit proud i do nadzvukových rychlostí a tato varianta nepopisuje zadanou úlohu. Na vstupu do trubice nemusí být umístěna dýza fyzicky jakožto potrubní kus, ale jako dýzu



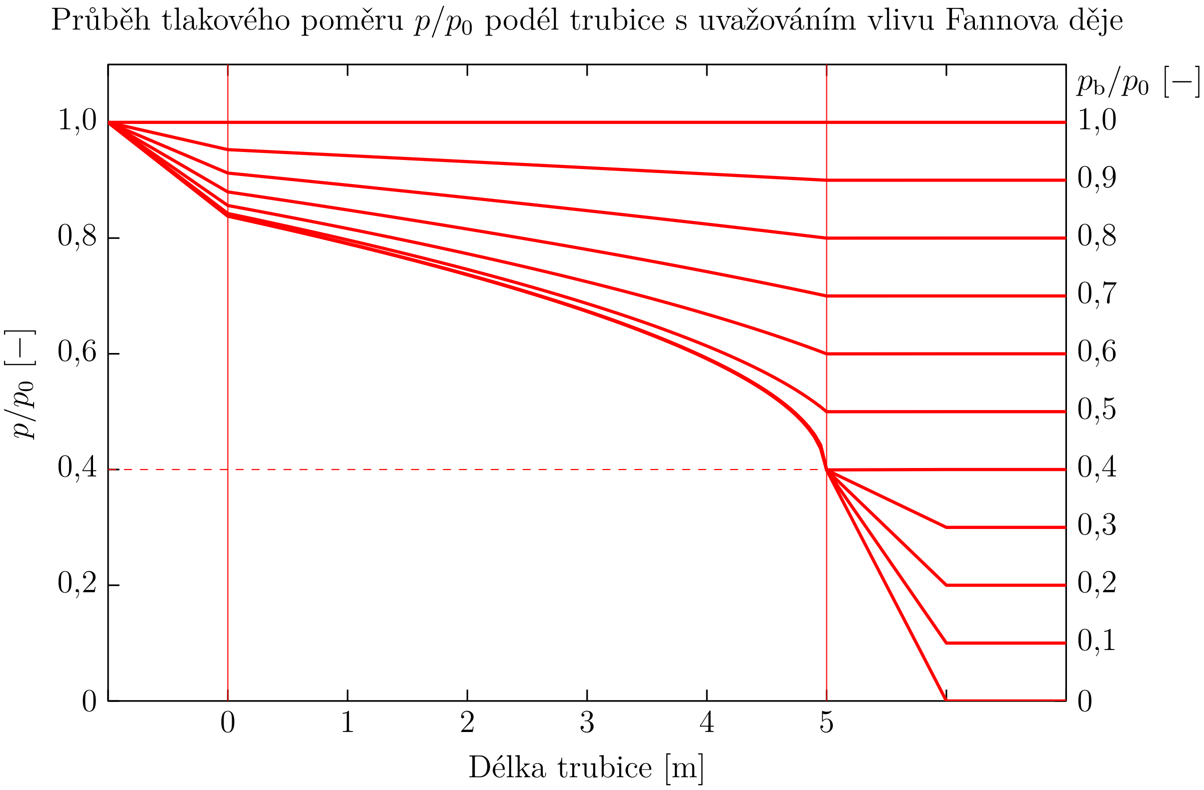
Obrázek 3.16: Skutečná část potrubí a připojená fiktivní část

můžeme považovat i přechod z potrubí větší dimenze na potrubí menší, což je případ, kterým se tato práce zabývá.

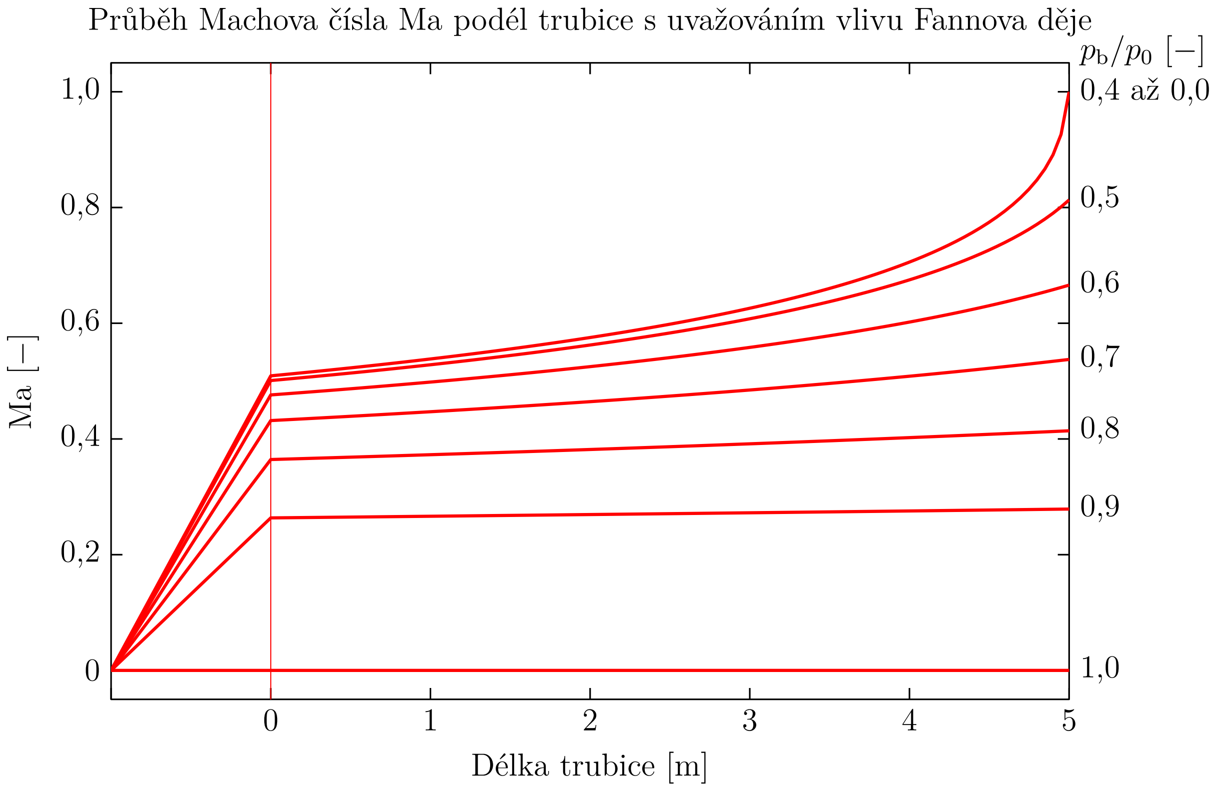
$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{p_2}{p^*}\frac{p^*}{p_1} \tag{3.106}$$

Pokud dojde ve výstupu z trubice ke kritické rychlosti, hovoříme o aerodynamickém ucpání či zahlcení. Výstupní parametry plynu během ucpání nejsou dány výstupním prostředím, ale jsou plně určeny z parametrů trubice a plynu na vstupu. Na výstupu díky tomu vznikne v parametrech nespojitost tzv. „schod“. Například výstupní tlak není roven tlaku výstupního prostředí, je vyšší. Tato nespojitost vede ke vzniku dodatečné expanze za výstupem trubice a utvoření šikmých rázových vln.

Algoritmem řešení soustavy, jež je tvořena vstupní dýzou a potrubím, se detailněji zabývá kapitola 5, zde bude uveden ilustrativní výsledek, viz obrázek 3.17 a obrázek 3.18.



Obrázek 3.17: Průběh tlakového poměru p/p_0 proudícího vzduchu ($\kappa = 1{,}4$) podél trubice, která má parametry: $L = 5\,\mathrm{m}$, $D = 0{,}1\,\mathrm{m}$ a $\lambda = 0{,}02$, tzn. parametr $L\lambda/D = 0{,}5$, za proměnného tlaku výstupního prostředí p_b. Trubice je v diagramu ohraničena svislými plnými čárami. Kritický tlakový spád pro parametr $L\lambda/D$ je $p_b/p_0 = 0{,}4$ a je na diagramu vyznačen čárkovanou čárou. Před trubici je umístěna konvergentní dýza, ve které dochází k počátečnímu urychlení proudu (vlevo před trubicí). Na výstupu do okolního prostředí (vpravo za trubicí) je vidět shoda tlaku výstupního proudu a tlaku okolí do kritického tlakového spádu. Po podkročení tohoto poměru již vzniká zmiňovaný „schod“, zde znázorněn šikmým poklesem tlaku. Výsledná vykreslená data jsou v souladu s daty uvedenými v literatuře [23, s. 175] a [28]. Přesný tvar průběhu počátečního urychlení plynu v dýze není modelován a je vykreslen pouze jako spojnice klidového stavu plynu a plynu vstupujícího do trubice. Pro rozlišení jednotlivých průběhů je v diagramu dýze přiřazena imaginární délka.



Obrázek 3.18: Průběh Machova čísla proudícího vzduchu ($\kappa = 1{,}4$) podél trubice, která má parametry: $L = 5\,\mathrm{m}$, $D = 0{,}1\,\mathrm{m}$ a $\lambda = 0{,}02$, tzn. parametr $L\lambda/D = 0{,}5$, za proměnného tlaku výstupního prostředí p_b. Rozhraní trubice a dýzy je v diagramu vyznačeno svislou plnou čárou. Průběhy pro tlakový poměr p_b/p_0 z rozmezí 0,4 až 0 splývá v jednu čáru, jelikož je dosaženo podmínek pro vznik kritické rychlosti Ma = 1 na výstupu z trubice a parametry plynu podél trubice neurčuje výstupní prostředí. Výsledná vykreslená data jsou v souladu s daty uvedenými v literatuře [28]. Přesný tvar průběhu počátečního urychlení plynu v dýze není modelován a je vykreslen pouze jako spojnice klidového stavu plynu a plynu vstupujícího do trubice. Pro rozlišení jednotlivých průběhů je v diagramu dýze přiřazena imaginární délka.

Kapitola 4

Přímý numerický výpočet

Velkou část inženýrských problémů není možné řešit analyticky, například nelineární rovnice a jejich soustavy, nelineární diferenciální rovnice a jejich soustavy nebo hledání kořenů rovnic.

4.1 FDM – Metoda konečných diferencí

Metoda konečných diferencí je jednou z metod, kterou je možné řešit diferenciální rovnice a soustavy. Hlavní myšlenkou je převedení infinitesimální změny na změnu konečnou. Toho je docíleno převedením diferenciálních rovnic na diferenční rovnice. Rovnice se tedy neřeší spojitě, ale diskrétně v každém uzlovém bodu. Ty jsou získány rozdělením intervalu, na kterém chceme rovnice řešit, na dílky. Krok mezi těmito dílky se volí většinou stejný a pokud je stejný, vznikne dělením intervalu ekvidistantní síť uzlových bodů. Pro každý bod sítě poté řešíme jednu i několik algebraických rovnic. Souhrnně tak vznikne soustava algebraických rovnic. [2, 5, 8, 17]

4.1.1 Metoda centrální diference

Diferenciál funkce f lze aproximovat vztahem pro centrální diferenci, viz rovnice (4.1), s diskretizační chybou velikosti $\mathcal{O}(h^2)$. Při zanedbání této chyby lze poté určit náhradní diskrétní vztah pro diferenciál funkce, viz rovnice (4.2). [17]

$$\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}x}(x_i) = \frac{f(x_{i+1}) - f(x_{i-1})}{2h} + \mathcal{O}\left(h^2\right) \tag{4.1}$$

$$f'(x_i) \sim \frac{f(x_{i+1}) - f(x_{i-1})}{2h} \tag{4.2}$$

4.1.2 Řešení okrajové úlohy

Při řešení okrajových úloh se sestaví síťové rovnice v uzlových bodech sítě, ke kterým jsou doplněny rovnice okrajových podmínek. Poté se soustava síťových rovnic vyřeší.

4.1.2.1 Metoda prosté iterace

Jedna z metod, pro řešení soustavy rovnic, je metoda prosté iterace. Při použití této metody převedeme soustavu rovnic (4.3) vektorově vyjádřenou rovnicí (4.4), kde označuje $\mathbf{F}$ vektor funkcí, $\mathbf{x}$ vektor neznámých a $\mathbf{0}$ nulový vektor, na iterační soustavu (4.5).

$$\begin{aligned} f_1(x_1, x_2, \dots, x_n) &= 0 \\ f_2(x_1, x_2, \dots, x_n) &= 0 \\ &\vdots \\ f_n(x_1, x_2, \dots, x_n) &= 0 \end{aligned} \tag{4.3}$$

$$\mathbf{F} = (f_1, \dots, f_n)^\intercal \quad ; \quad \mathbf{x} = (x_1, \dots, x_n)^\intercal$$

$$\mathbf{F}(\mathbf{x}) = \mathbf{0} \tag{4.4}$$

V iterační soustavě označuje $\mathbf{G}$ iterační funkci a $\mathbf{x}$ vektor neznámých. Převedli jsme tedy soustavu (4.4) z tvaru hledání kořenů soustavy do tvaru, kdy hledáme pevný bod soustavy (4.6).

$$\begin{aligned} x_1 &= g_1(x_1, x_2, \dots, x_n) \\ x_2 &= g_2(x_1, x_2, \dots, x_n) \\ &\vdots \\ x_n &= g_n(x_1, x_2, \dots, x_n) \end{aligned} \tag{4.5}$$

$$\mathbf{G} = (g_1, \dots, g_n)^\intercal \quad ; \quad \mathbf{x} = (x_1, \dots, x_n)^\intercal$$

$$\mathbf{x} = \mathbf{G}(\mathbf{x}) \tag{4.6}$$

Pro nastartování iterace je nutné zvolit počáteční aproximaci v podobě vektoru, viz rovnice (4.7).

$$\mathbf{x}^{(0)} \tag{4.7}$$

Principem prosté iterace je použití počáteční aproximace $\mathbf{x}^{(0)}$ a iteračního vztahu, viz rovnice (4.8), pro počítání posloupnosti postupných aproximací. Při každé iteraci je spočteno residuum mezi aktuální $k+1$ iterací a předešlou k iterací pomocí Čebyševovy normy. Pokud je residuum menší než zadané ϵ, je iterace ukončena. Řešením soustavy je výsledný vektor $\mathbf{x}$.

$$\mathbf{x}^{(k+1)} = \mathbf{G}\left(\mathbf{x}^{(k)}\right) \tag{4.8}$$

Nerovnost residua je ukončovací podmínkou iterace zjištěné pomocí Čebyševovy normy.

$$D_{\mathrm{Che}}(\mathbf{x}^{(k+1)}; \mathbf{x}^{(k)}) = \left\| \mathbf{x}^{(\mathbf{k+1})} - \mathbf{x}^{(\mathbf{k})} \right\|_\infty = \max_{\{i=1,\dots,n\}} \left| x_i^{k+1} - x_i^k \right| \leq \epsilon \tag{4.9}$$

4.1.2.2 Norma vektoru

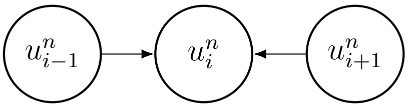
Určení Čebyševovy normy pro obecné dva stejně velké vektory $\mathbf{x}$ a $\mathbf{y}$ vychází z definice obecné p-normy vektoru, kdy se p blíží limitně nekonečnu. Další označení pro tuto normu je Maximová norma.

$$\mathbf{x} = (x_1, \dots, x_n); \mathbf{y} = (y_1, \dots, y_n) \tag{4.10}$$

$$D_{\mathrm{Che}}(\mathbf{x}; \mathbf{y}) \equiv \lim_{p\to\infty} \left(\sum_{i=1}^{n} |x_i - y_i|^p \right)^{\frac{1}{p}} = \max_{\{i=1,\dots,n\}} |x_i - y_i| \tag{4.11}$$

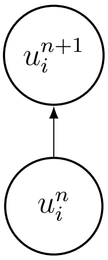
4.1.3 Diferenční schéma

Převod diferenciálních rovnic, které jsou řešeny na daném polohovém prostoru, na diferenční rovnice za pomoci centrální derivace lze vyjádřit diferenčním schématem zobrazeným na obrázku 4.1, jedná se o grafické vyjádření rovnice (4.2).



Obrázek 4.1: Diferenční schéma – prostorové

Převod vztahů, které jsou řešeny na požadovaném časovém prostou, lze vyjádřit diferenčním schématem zobrazeným na obrázku 4.2.



Obrázek 4.2: Diferenční schéma – časové

4.2 Diskretizace rovnic

Adiabatické proudění tekutiny v potrubí s vlivem tření lze popsat rovnicemi (4.12) až (4.14) odvozených v kapitole 3.5. Termodynamické parametry páry jsou určovány z tabulek pomocí MATLAB doplňku XSteam. Rovnice (4.15) je stavovou rovnicí páry a nahrazuje stavovou rovnici ideálního plynu. Třecí součinitel λ je určen rovnicí (4.16).

Uvedené rovnice je nutné pro numerický výpočet diskretizovat pomocí schématu pro centrální derivaci, viz podsekce 4.1.3.

$$\frac{\mathrm{d}\rho}{\rho} + \frac{\mathrm{d}c}{c} = 0 \tag{4.12}$$

Energetická rovnice

$$\mathrm{d}h + c\,\mathrm{d}c = 0 \tag{4.13}$$

Pohybová rovnice

$$c\,\mathrm{d}c + \frac{\mathrm{d}p}{\rho} = -\frac{\lambda}{D}\frac{c^2}{2}\mathrm{d}x \tag{4.14}$$

Stavová rovnice pro páru

$$h = \mathrm{h}(p;\rho) \tag{4.15}$$

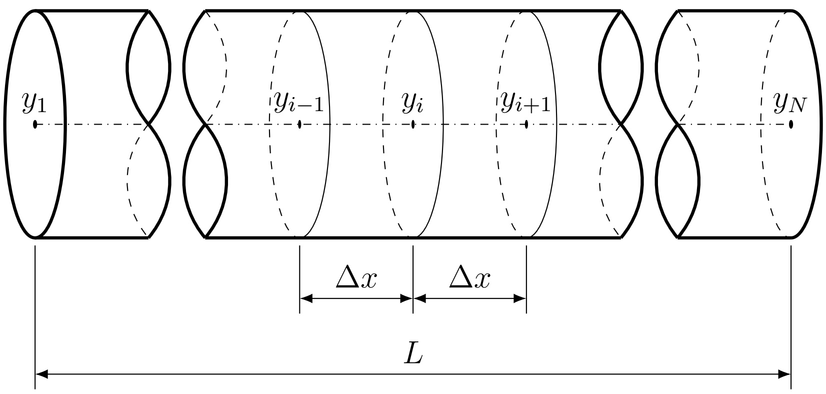
Rovnice pro třecí součinitel

$$\lambda = \lambda(\mathrm{Re}; k; D);\;\; \mathrm{Re} = \mathrm{Re}(\rho; c; D; \mu);\;\; \mu = \mu(p; h);\;\; h = \mathrm{h}(p;\rho)$$

$$\Rightarrow \lambda(c;\rho;p;D;k) \tag{4.16}$$

4.2.1 Diskretizace rovnic – centrická derivace

Rovnice souhrnně uvedené na začátku této sekce jsou diskretizovány pomocí zavedení konečných diferencí v rovnicích a rozdělení potrubí ekvidistantní sítí na uzlové body, viz obrázek 4.3. Velikost kroku h je vyjádřena diskrétní změnou polohy Δx. Velikost kroku je získána jako podíl celkové délky potrubí L a počtu dílků dělení N, viz rovnice (4.17).



Obrázek 4.3: Diskretizace potrubí

Velikost kroku ekvidistantní sítě

$$h = \Delta x = \frac{L}{N} \tag{4.17}$$

Rovnice kontinuity

$$\frac{\rho_{i+1} - \rho_{i-1}}{2\Delta x \rho_i} + \frac{c_{i+1} - c_{i-1}}{2\Delta x c_i} = 0 \tag{4.18}$$

Energetická rovnice

$$\frac{\mathrm{h}(p_{i+1};\rho_{i+1}) - \mathrm{h}(p_{i-1};\rho_{i-1})}{2\Delta x} + c_i\frac{c_{i+1} - c_{i-1}}{2\Delta x} = 0 \tag{4.19}$$

Pohybová rovnice

$$c_i\frac{c_{i+1}-c_{i-1}}{2\Delta x}+\frac{p_{i+1}-p_{i-1}}{2\Delta x\rho_i}+\frac{\lambda(c_i;\rho_i;p_i;D;k)}{D}\frac{(c_i)^2}{2}\Delta x=0 \tag{4.20}$$

Zjednodušením rovnice (4.18) přejde do tvaru rovnice (4.21).

$$\frac{\rho_{i+1}-\rho_{i-1}}{\rho_i}+\frac{c_{i+1}-c_{i-1}}{c_i}=0 \tag{4.21}$$

Upravením rovnice (4.19) přejde do tvaru rovnice (4.22).

$$\mathrm{h}(p_{i+1};\rho_{i+1})-\mathrm{h}(p_{i-1};\rho_{i-1})+c_i(c_{i+1}-c_{i-1})=0 \tag{4.22}$$

Zjednodušením rovnice (4.20) přejde do tvaru rovnice (4.23).

$$c_i(c_{i+1}-c_{i-1})+\frac{p_{i+1}-p_{i-1}}{\rho_i}+\frac{\lambda(c_i;\rho_i;p_i;D;k)}{D}(c_i)^2\Delta x^2=0 \tag{4.23}$$

Z rovnic (4.21) až (4.23) vyjádříme jednotlivé stavové parametry v následujícím uzlovém bodě. Rovnice (4.24) až (4.26) tvoří soustavu rovnic pro i uzlový bod. Sestavením uvedených rovnic pro každý uzlový bod sítě vytvoříme soustavu síťových rovnic. V okrajových bodech jsou aplikovány okrajové podmínky. Výsledná soustava síťových rovnic je řešena metodou prosté iterace, která je popsána v podsekci 4.1.2.1.

$$\rho_{i+1}=\rho_{i-1}-\rho_i\frac{c_{i+1}-c_{i-1}}{c_i} \tag{4.24}$$

$$c_{i+1}=c_{i-1}+\frac{\mathrm{h}(p_{i-1};\rho_{i-1})-\mathrm{h}(p_{i+1};\rho_{i+1})}{c_i} \tag{4.25}$$

$$p_{i+1}=p_{i-1}-\rho_i\left(c_i(c_{i+1}-c_{i-1})+\frac{\lambda(c_i;\rho_i;p_i;D;k)}{D}(c_i)^2\Delta x^2\right) \tag{4.26}$$

4.2.2 Konvergence řešení

Podstatnou částí při řešení úloh pomocí numerické metody, je podmínka její konvergence. Soustava rovnic získaná aplikací síťové metody na potrubí a metoda prosté iterace v tomto nastavení nedávala uspokojivé výsledky. Při jakkoliv malém kroku iterační metoda divergovala. Mohlo to být zvolením nevhodné iterační soustavy $\mathbf{G}$ nebo počáteční aproximace $\mathbf{x}^{(0)}$, popřípadě celá strategie řešení byla zvolena chybně. Z toho důvodu bylo i přes detailní rozbor problému upuštěno od řešení úlohy touto numerickou metodou. Byl zvolen jiný přístup řešení úlohy a analyticko-numerický přístup k řešení úlohy. Touto metodou se zabývá kapitola 5.

Kapitola 5

Analyticko-numerický výpočet

Pro určení integrálu času evakuace je nejdříve nutné zjistit termodynamické veličiny podél potrubí. Rovnice popisující adiabatické proudění tekutiny potrubím s vlivem tření jsou odvozeny v sekci 3.5.

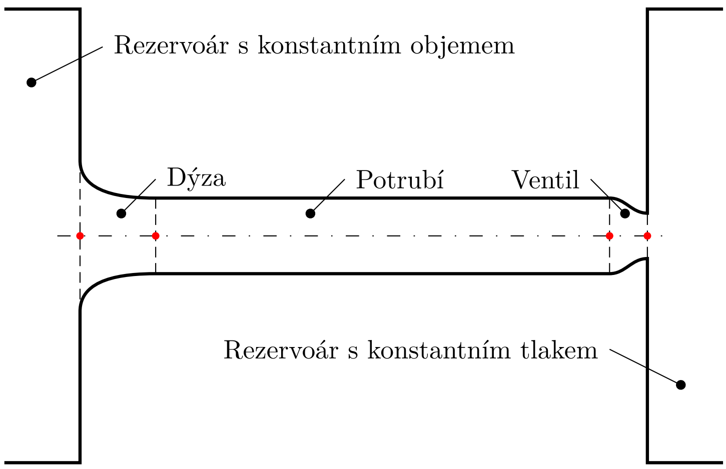
Potrubní trasa evakuace parního prostoru do kondenzátoru je schématicky zobrazena na obrázku 5.1. Na začátku potrubí je znázorněna dýza, ale jak je diskutováno v podsekci 3.5.4, není ale umístěna fyzicky, jakožto zužující se potrubí, ale je utvořena přechodem potrubí z většího na menší průměr. Rezervoárem s konstantním tlakem je zde kondenzátor, ve kterém je udržován stálý tlak. Rezervoár s konstantním objemem je parní prostor. Ventil je umístěn na konci potrubí a ústí do kondenzátoru. Předpoklad, že armatura je až na konci potrubí je do jisté míry zjednodušením. V reálné praxi bývá armatura z dispozičních důvodů umístěna několik desítek centimetrů od hrdla kondenzátoru, což by úlohu výpočtově výrazně zkomplikovalo.

Stručný postup výpočtu evakuace:

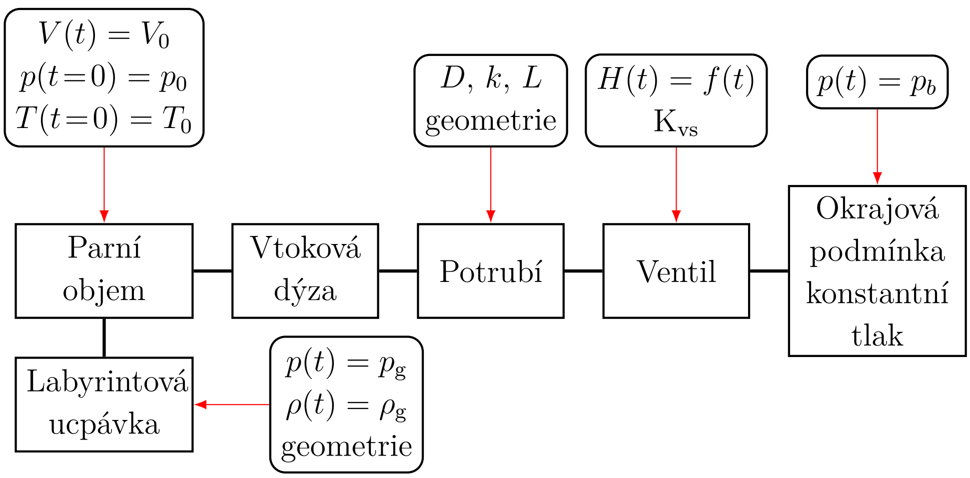
1. Geometrický popis úlohy (rozměry, délky potrubí, průměr rotoru atd.)
2. Parametry páry v parním prostoru
3. Parametry páry před ucpávkami
4. Charakteristika ventilu a jiných tlakových ztrát
5. Výpočet průtoku potrubím, ucpávkami a parametrů v parním prostoru
6. Integrál času evakuace

Podrobné schéma počátečních a okrajových podmínek je zobrazeno na obrázku 5.2.

Článek [31] se zabýval porovnáním analytického a numerického řešení při parních profucích. Proudění při profucích bylo modelováno pomocí Fannova děje. Při proudění potrubím, ve kterém dojde k náhlému zvětšení průměru, se výsledky numerického a analytického řešení výrazně lišily, ovšem v případě konstantního průměru se výsledky nijak znatelně nelišily. Proudění potrubím konstantního průřezu je i případ řešený v této práci a je možné toto porovnání považovat za jisté posílení důvěryhodnosti analytického řešení.



Obrázek 5.1: Schématický popis potrubní trasy evakuace



Obrázek 5.2: Blokové schéma evakuace s označením počátečních a okrajových podmínek

5.1 Evakuovaný prostor

5.1.1 Labyrintová ucpávka

Labyrintové ucpávky se využívají pro bezkontaktní zatěsnění parní turbíny. Ucpávky slouží jednak pro těsnění parního prostoru a minimalizování unikající páry a jednak k utěsnění parního prostoru, který se nachází v oblasti nižšího tlaku než je tlak okolní, např. NT díl parní turbíny, proti vniknutí atmosférického vzduchu.

Ucpávka se skládá z po sobě jdoucích břitů, které se střídají rotor - stator tzv. pravý labyrint. Existuje i nepravý labyrint, je to ucpávka pouze se statorovými břity a hladkou hřídelí. V úzkém místě mezi břitem ucpávky a rotorem parní turbíny dochází k urychlení páry. V prostoru za břitem dochází k zpomalení urychleného proudu páry a přeměně kinetické energie na tepelnou. Proces probíhající v labyrintové ucpávce se popisuje stejným dějem jako adiabatické proudění tekutiny potrubím s vlivem vazkosti, viz sekce 3.5. Jelikož zde ale nelze přímo vyjádřit třecí součinitel λ a použít odvozené rovnice, je průtok ucpávkou $\dot{m}_\mathrm{g}$ určen pomocí empirického vztahu vyjádřeným rovnicí (5.1).

Hmotnostní průtok ucpávkou $\dot{m}_\mathrm{g}$ je funkcí tlakového spádu ε_g, vyjádřeným rovnicí (5.4), průtočnou plochou ucpávky A_g, viz rovnice (5.3), součinitelem průtoku ucpávkou β_g definovaným rovnicí (5.5) a tvarovým součinitelem břitu μ_g.

$$\dot{m}_\mathrm{g} = 1{,}4 \cdot 0{,}667 \cdot \mu_\mathrm{g} \beta_\mathrm{g} A_\mathrm{g} \sqrt{p_\mathrm{g1} \rho_\mathrm{g1}} \qquad [26, \text{s. } 62] \quad (5.1)$$

Při průtoku ucpávkou s použitím ostrých břitů byl zjištěn druhý kritický spád ε_*. [26, s. 62]

$$\varepsilon_* = 0{,}13 \qquad [26, \text{s. } 62] \quad (5.2)$$

Průtočná plocha ucpávky A_g je plocha mezikruží, které je vytvořeno mezi břitem a statorem/hřídelí, a je určena rovnicí (5.3). U pravého labyrintu s takzvaným „cimbuřím“ se nachází dvě různě velká mezikruží. Záleží na tom, jestli je břit umístěn v hřídeli, nebo na statoru. Jelikož mají ucpávky ale relativně velký průměr a rozdíl průměrů je oproti němu nepatrný, je proto uvažován jen jeden jednotný průměr ucpávky D_g. Radiální vůle mezi břitem a statorem/rotorem je označena jako δ_g.

$$A_\mathrm{g} = \pi D_\mathrm{g} \delta_\mathrm{g} \quad (5.3)$$

$$\varepsilon_\mathrm{g} = \frac{p_\mathrm{h2}}{p_\mathrm{g1}} \quad (5.4)$$

Součinitel β_g zahrnuje do výpočtu průtoku ucpávkou tlakový spád ε_g, druhý kritický spád ε_* a počet břitů z, viz rovnice (5.5).

$$\beta_\mathrm{g} = \sqrt{\frac{(1-\varepsilon_*)(1-\varepsilon^2) - \varepsilon_* \left(\frac{1-\varepsilon}{z}\right)^2}{z(1-\varepsilon_*)^2}} \qquad [26, \text{s. } 62] \quad (5.5)$$

Koeficient μ_g vyjadřuje tvarový vliv břitu. Tento koeficient se v průběhu provozování ucpávky mění. Po výrobě jsou hrany břitu ostré a koeficient má nižší hodnotu.

V průběhu provozu ale dochází k zakulacování hran břitu, a tím zvětšování hodnoty koeficientu μ_g. Z toho plyne, že při zachování ostatních veličin průtok ucpávkou bude vlivem opotřebení růst. Orientační rozsah koeficientu uvádí rovnice (5.6).

$$\mu_\mathrm{g} = 0{,}63 - 0{,}8 \qquad [13, \text{ s. } 105] \tag{5.6}$$

5.1.2 Parní prostor

Evakuovaný parní prostor tvoří:

- Vnitřní prostor VT turbíny
- Objem potrubí mezi regulačními ventily a VT tělesem
- Objem mezi vnitřním a vnějším tělesem VT turbíny
- Potrubí vratné páry od výstupu z VT turbíny až po zpětnou odběrovou klapku

VT těleso parní turbíny je velmi robustní. Tvoří ho silné masivní vnitřní a vnější těleso. Těleso je konstruováno takto zejména z důvodu vysokých tlaků a teploty páry uvnitř. Toto velké množství kovu má velkou tepelnou setrvačnost a pokud je kov nahřátý na nějakou provozní teplotu, tak tato teplota nebude ovlivněna rychlými ději, kterými se tato práce zabývá. Naopak těleso bude dohřívat expandující páru a udržovat ji na stálé teplotě. Můžeme tedy považovat děj v parním prostoru během evakuace jako izotermickou expanzi páry, právě díky vysoké tepelné setrvačnosti tělesa. Evakuovaný objem se s časem nemění, viz rovnice (5.7). Teplota páry v parním objemu je také neměnná a vyjadřuje ji rovnice (5.8).

Izotermickou expanzi popisuje diskretizovaná rovnice pro ideální plyn, viz rovnice (5.9) určující parametry plynu v časovém kroku n a v následujícím časovém kroku $n+1$. Hmotnostní tok za diskrétní časový krok τ je odebraná hmota plynu Δm z parního prostoru za tento časový krok. Vlivem odebrání hmoty dojde ke snížení zbývající hmoty plynu m a k poklesu tlaku plynu p uvnitř parního prostoru. Tento děj je vyjádřen rovnicí (5.10) a rovnicí (5.11).

$$V^n = V^{n+1} = V_0 \tag{5.7}$$

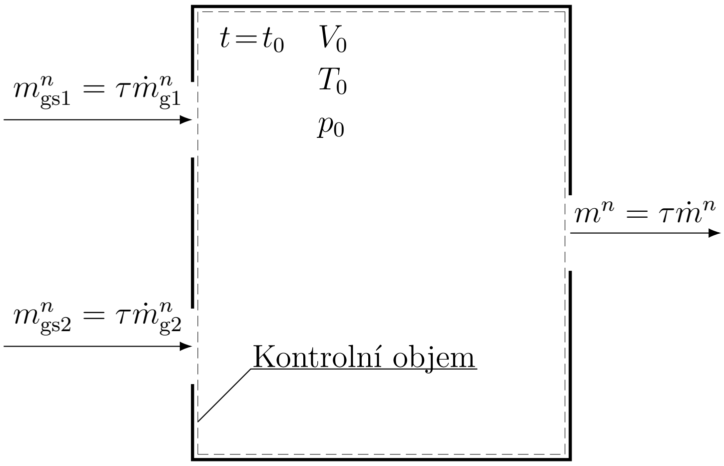
$$T^n = T^{n+1} = T_0 \tag{5.8}$$

$$\begin{aligned} t^n &: p^n V = r m^n T^n \\ t^{n+1} = t^n + \tau &: p^{n+1} V^{n+1} = r m^{n+1} T^{n+1} \end{aligned} \tag{5.9}$$

$$m^{n+1} = m^n - \Delta m^n \tag{5.10}$$

$$p^{n+1} = p^n \frac{m^{n+1}}{m^n} = p^n \left(\frac{m^n - \Delta m^n}{m^n} \right) = p^n \left(1 - \frac{\Delta m^n}{m^n} \right) \tag{5.11}$$

Parní prostor je evakuován, tzn. je odsávána pára z parního prostoru. Ovšem současně s tímto dějem hmotu plynu v parním prostoru ovlivňují ucpávky. Záleží na tlakovém spádu na ucpávce. Pokud je na ucpávce vnitřní přetlak, pára proudí ven z parního prostoru, pokud je na ucpávce vnější přetlak, pára proudí do parního prostoru. Parní prostor je schématicky znázorněn na obrázku 5.3.



Obrázek 5.3: Kontrolní objem celého parního prostoru. Nalevo jsou znázorněny hmotnostní toky způsobené prouděním páry skrz ucpávky. Směr toku záleží na tlakových poměrech na ucpávce. Na pravé straně je znázorněn hmotnostní tok, který je vyvozen evakuací.

Praní prostor je brán jako celek. Výsledný objem je součet jednotlivých dílčích objemů. Potrubí vratné páry je tedy zjednodušeno a je zanedbána jakákoliv změna parametrů páry vlivem proudění. Toto zjednodušení je založeno na faktu, že potrubí mají značný rozdíl průměrů. Evakuační potrubí má průměr DN150, kdežto potrubí vratné páry má průměr DN450. Úvahou, že průtočná plocha potrubí roste s kvadrátem jeho průměru a tedy pro stejný hmotnostní průtok musí rychlost proudění s odmocninou růstu průměru klesat, tak lze vyvodit, že pokud očekáváme v evakuačním potrubí rychlosti v řádech stovek metrů za sekundu, bude rychlost v potrubí vratné páry jen v řádech desítek metrů za sekundu. Můžeme tedy při takto nízkých rychlostech zanedbat jakékoliv vlivy proudění na změnu termodynamických veličin a považovat hodnoty za stagnační parametry páry.

5.1.3 Potrubí vratné páry

Pára z výstupu VT dílu parní turbíny je vedena potrubím vratné páry zpět do kotle k přihřátí. Přihřátá pára poté z kotle vstupuje do ST dílu parní turbíny. Na potrubí vratné páry je umístěna zpětná odběrová klapka, která zamezuje zpětnému proudění páry do VT dílu. Slouží také k izolování VT dílu během najíždění. Část prostoru potrubí vratné páry je tedy přímo spojeno s VT dílem a během evakuace VT dílu je nutné odsát také páru z toho prostoru. V případě, kdy je zpětná odběrová klapka umístěná daleko od výstupu VT dílu, může tento prostor být dokonce dominantním oproti parnímu prostoru samotného VT dílu.

Objem potrubí vratné páry V_{vr} je určen jako objem potrubí dané délky části od výstupu z VT dílu až po zpětnou odběrovou klapku L_{vr} a průměru potrubí D_{vr}, viz rovnice (5.12).

$$V_{\mathrm{vr}} = \frac{\pi D_{\mathrm{vr}}^2}{4} L_{\mathrm{vr}} \tag{5.12}$$

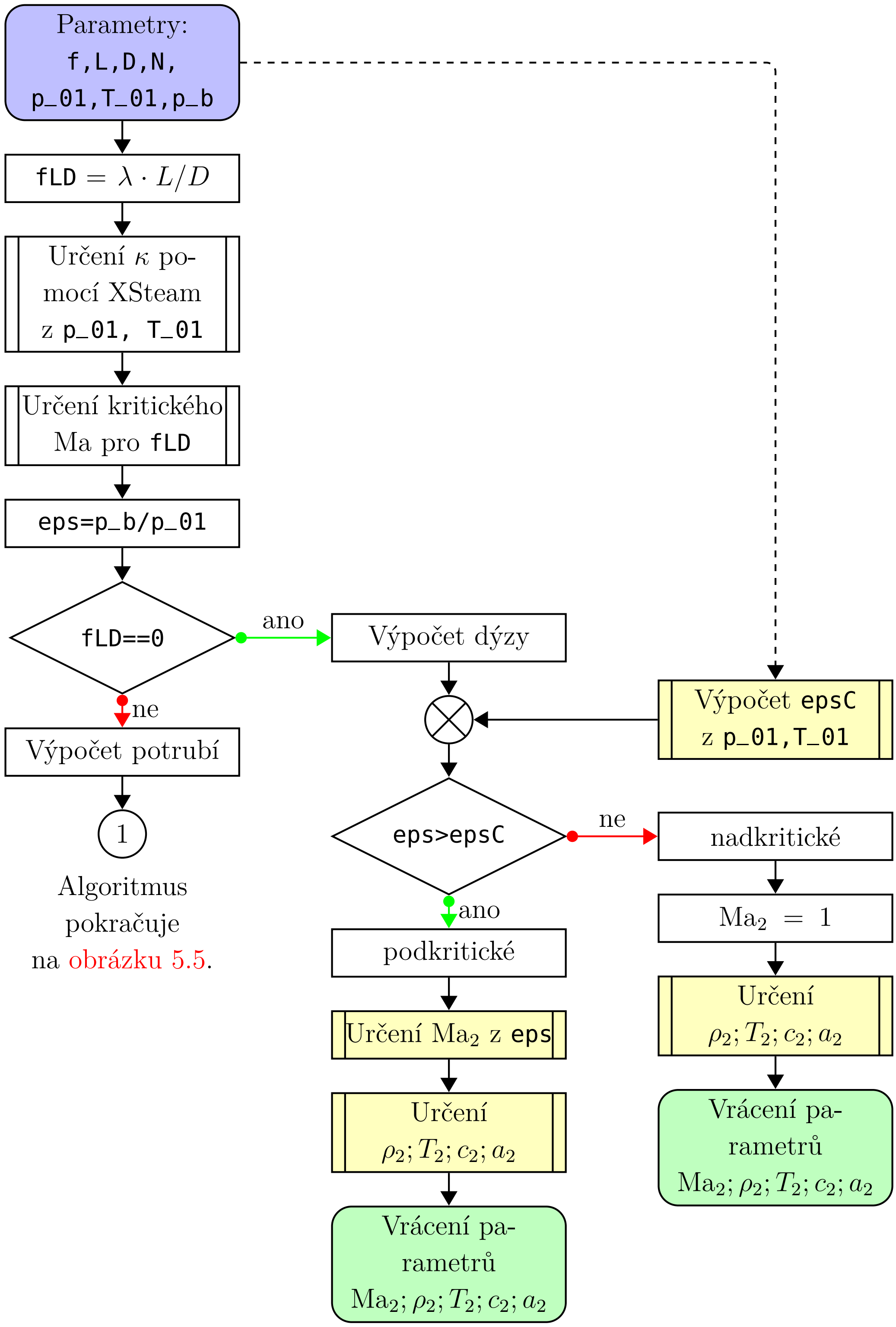
5.2 MATLAB

Analyticko-numerické řešení je programováno v prostředí MATLAB. V následujících podsekcích jsou uvedeny jednotlivě dílčí vývojové diagramy s tabulkami vstupů. Zdrojové kódy algoritmů jsou uvedeny v příloze 3. Řešením s konkrétními hodnotami se zabývá kapitola 6.

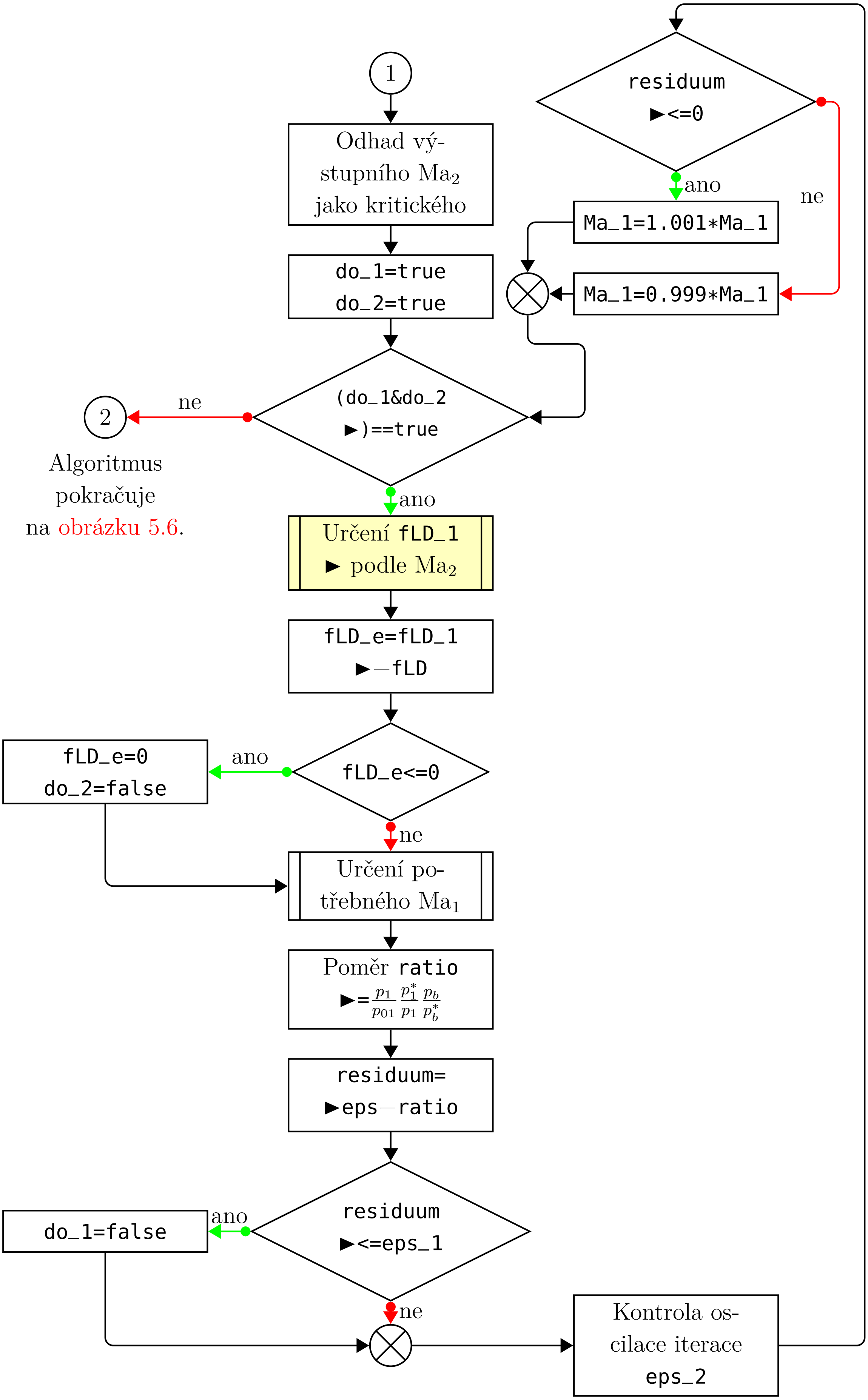
5.2.1 Algoritmus pro určení termodynamických veličin podél délky trubice

Vstupní veličiny		Vstupní hodnota
λ	Třecí součinitel	`f`
L	Délka potrubí	`L`
D	Průměr potrubí	`D`
p_{01}	Tlak plynu v parním objemu	`p_01`
T_{01}	Teplota páry v parním objemu	`T_01`
p_{b}	Tlak v kondenzátoru	`p_b`
N	Počet kroků dělení	`N`
$itr_{\max}$	Maximální počet iterací	$1{\times}10^5$
eps_1	Residuum iterace	$1{\times}10^{-4}$
eps_2	Residuum oscilace	$1{\times}10^{-9}$

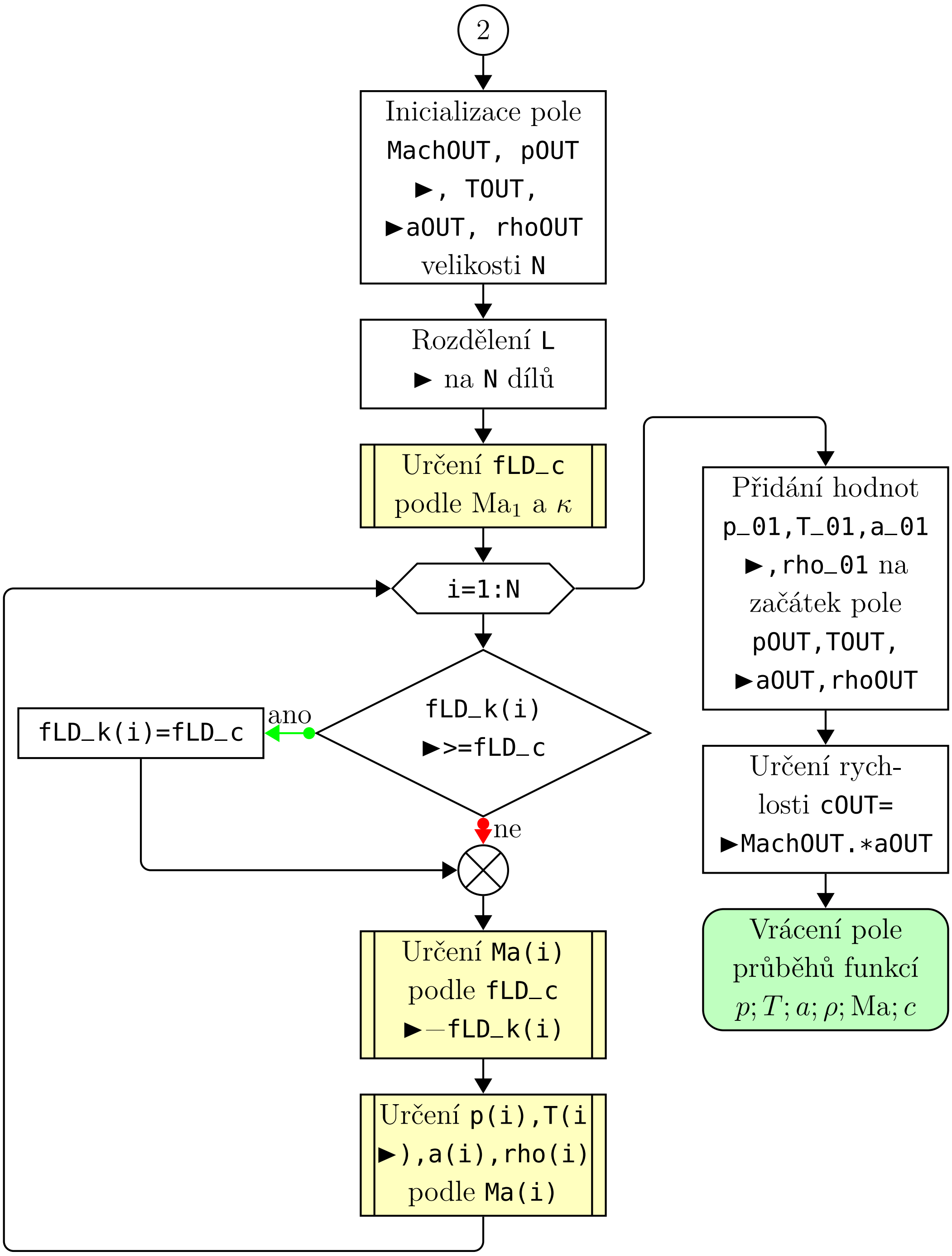
Tabulka 5.1: Vstupní parametry pro algoritmus 3.2 a vývojový diagram začínající na obrázku 5.4



Obrázek 5.4: Vývojový diagram algoritmu 3.2 pro určení termodynamických veličin potrubí a dýzy, určení charakteru potrubí.



Obrázek 5.5: Vývojový diagram algoritmu 3.2, pro určení termodynamických veličin potrubí.

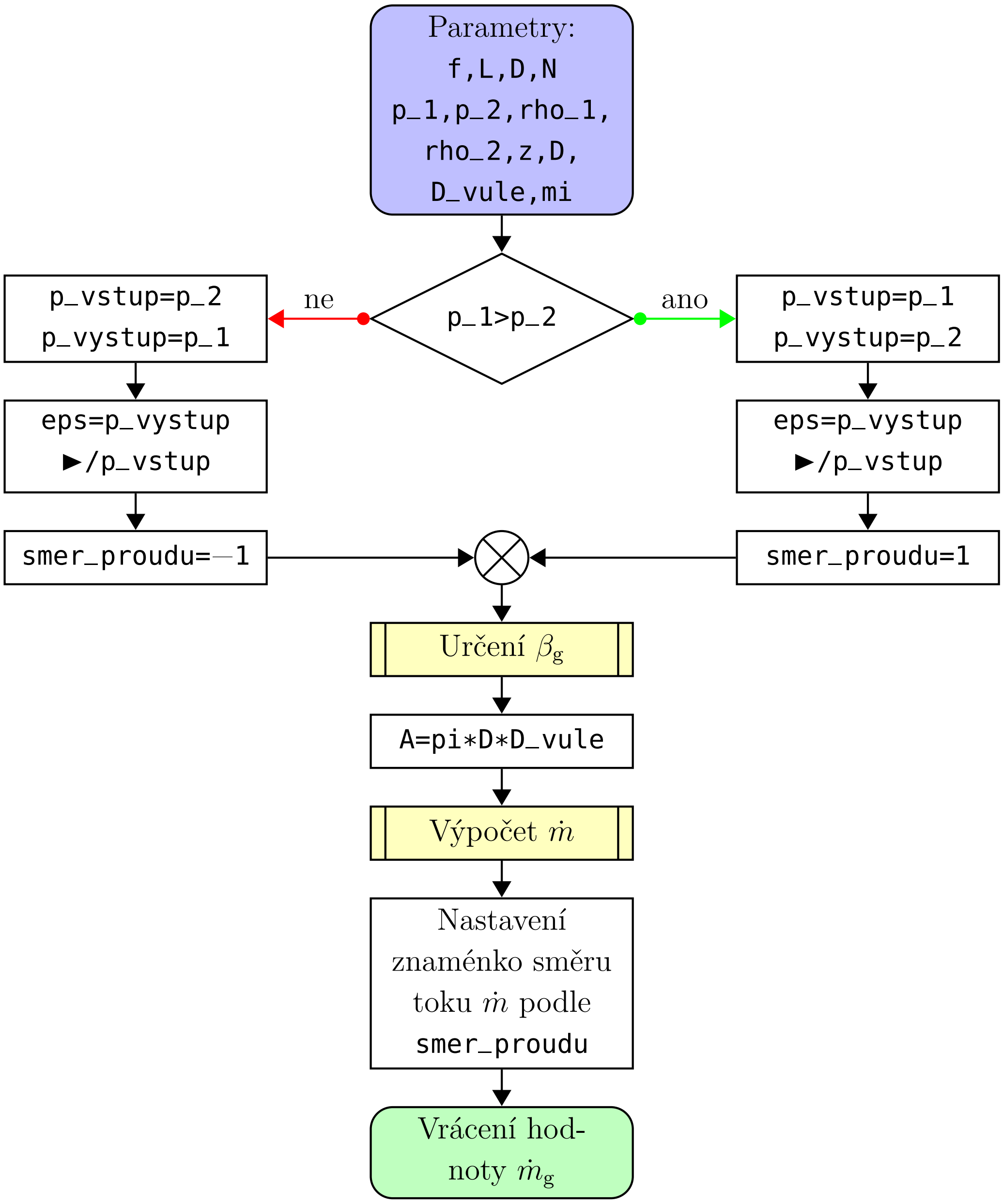


Obrázek 5.6: Vývojový diagram algoritmu 3.2, pro určení termodynamických veličin potrubí.

5.2.2 Algoritmus pro výpočet průtoku ucpávkou

Vstupní veličiny		Vstupní hodnota
p_g	Tlak páry před ucpávkou	`p_1`
p_{objem}	Tlak za ucpávkou (parní objem)	`p_2`
ρ_1	Husota páry před ucpávkou	`rho_1`
ρ_2	Hustota páry za ucpávkou (parní objem)	`rho_2`
z	Počet břitů ucpávky	`z`
D_{g}	Průměr břitu ucpávky	`D`
δ_{g}	Radiální vůle ucpávky	`D_vule`
μ_{g}	Tvarový průtokový součinitel	`mi`
ε_*	Druhý kritický poměr	0,13

Tabulka 5.2: Vstupní parametry pro algoritmus 3.5 a vývojový diagram na obrázku 5.7

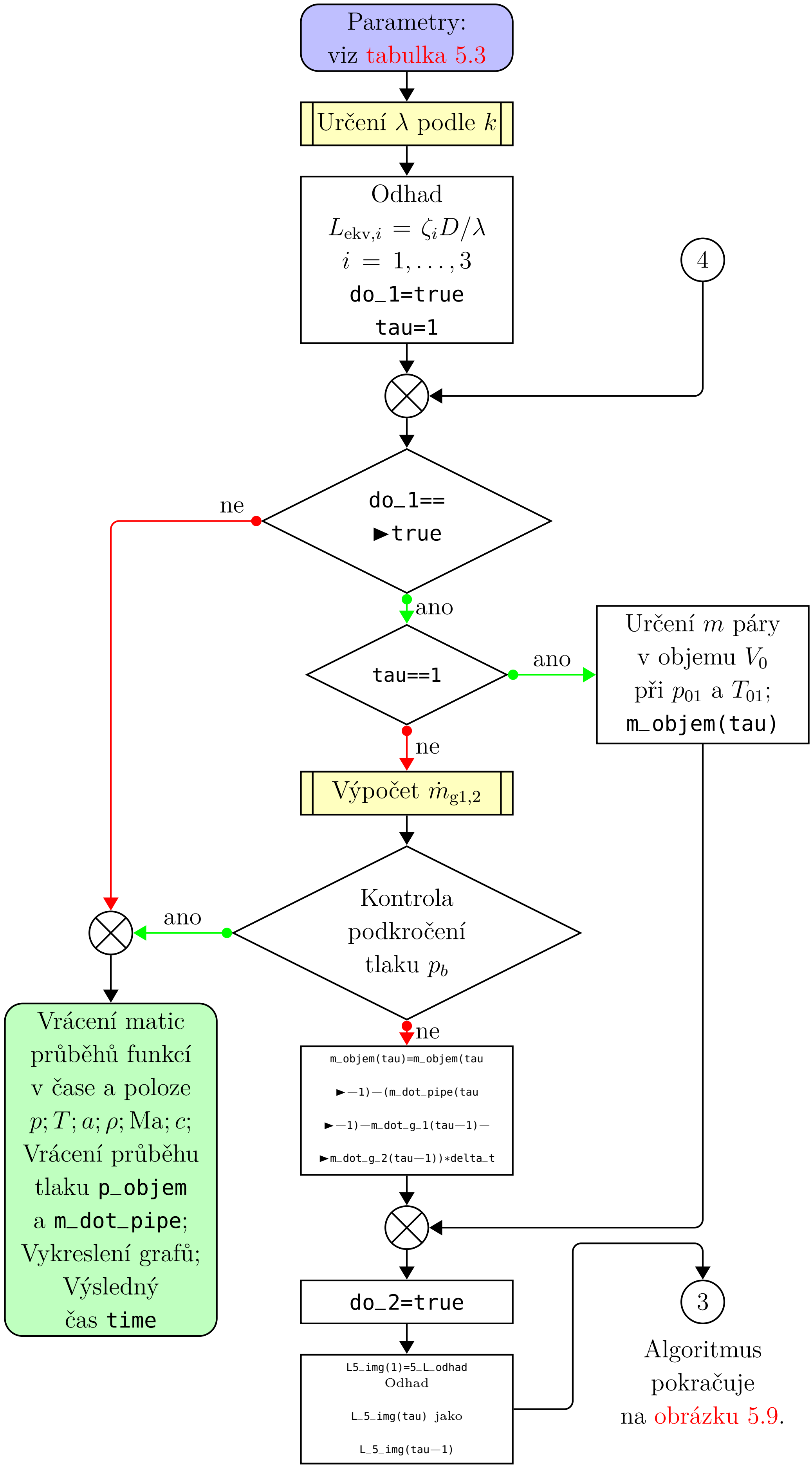


Obrázek 5.7: Vývojový diagram algoritmu 3.5, pro určení termodynamických veličin potrubí a dýzy, určení charakteru potrubí.

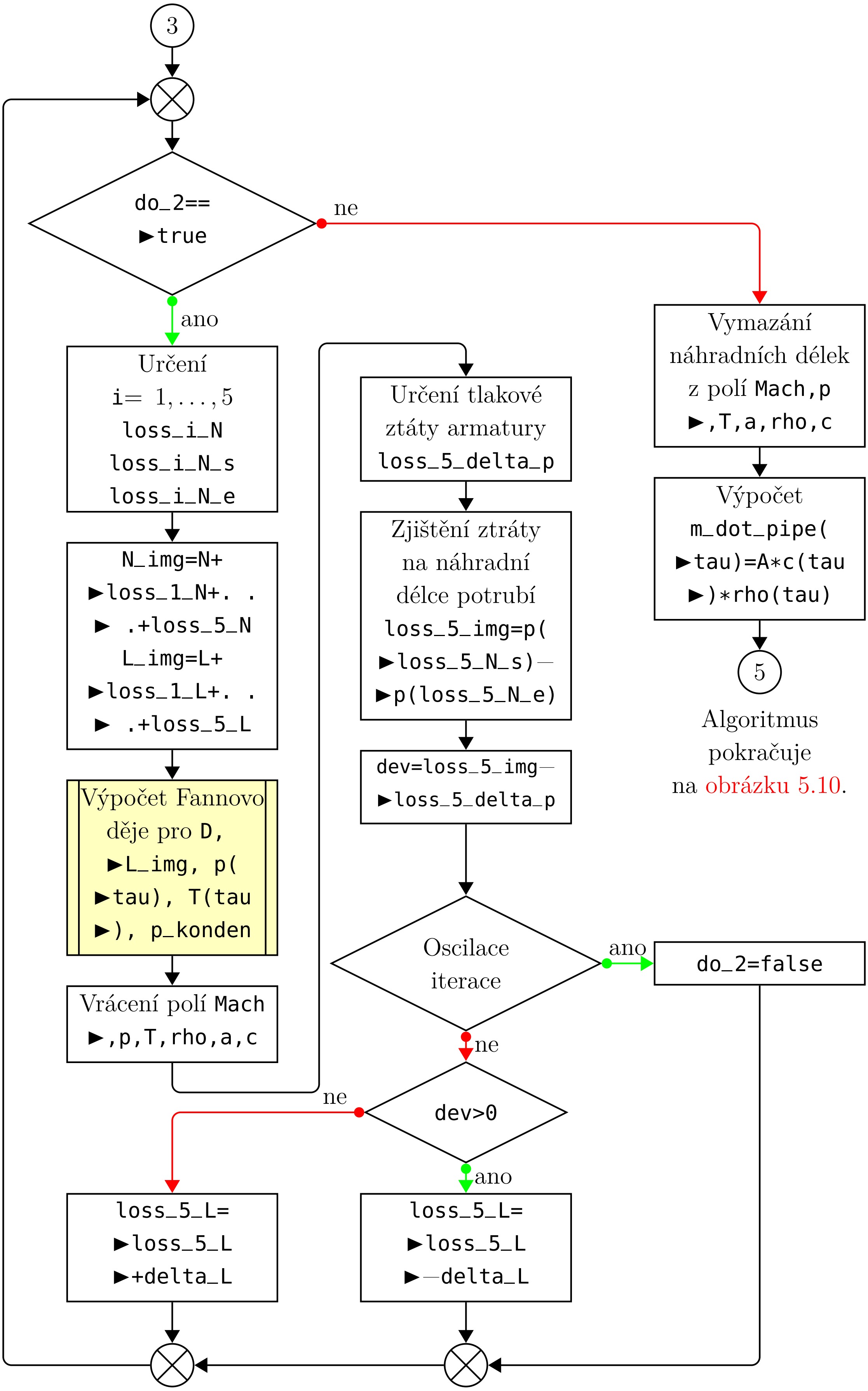
5.2.3 Algoritmus pro evakuaci

	Vstupní veličiny	Vstupní hodnota
k	Absolutní drsnost potrubí	`k`
L	Délka evakuačního potrubí	`L`
D	Průměr evakuačního potrubí	`D`
N	Počet kroků dělení	`N`
τ	Časový krok	`delta_t`
V_0	Velikost parního objemu	`V_objem_0`
T_{01}	Počáteční teplota páry v parním objemu	`T_objem_0`
p_{01}	Počáteční tlak páry v parním objemu	`p_objem_0`
p_{b}	Tlak v kondenzátoru	`p_konden`
itr_{max}	Limit počtu iterací	$1{\times}10^4$
	Parametry ucpávky č. 1	
	Parametry ucpávky č. 2	
	Parametry místní ztráty č. 1	
	Parametry místní ztráty č. 2	
	Parametry místní ztráty č. 3	
	Parametry ventilu	

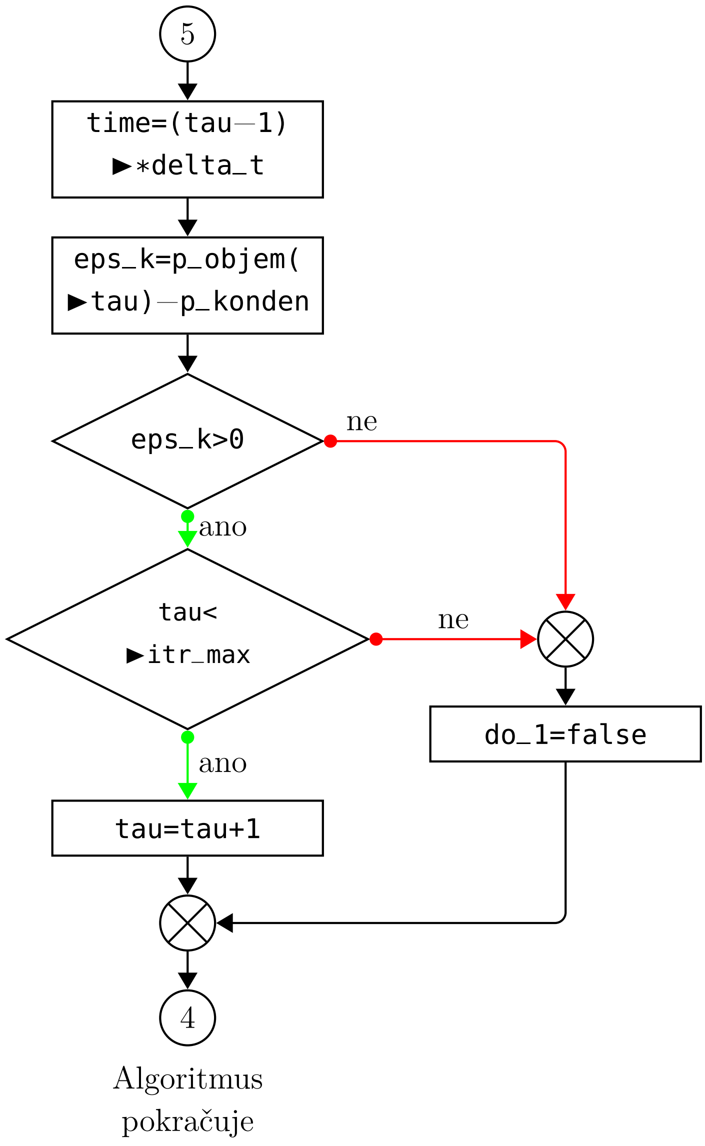
Tabulka 5.3: Vstupní parametry pro algoritmus 3.2 a vývojový diagram začínající na obrázku 5.8



Obrázek 5.8: Vývojový diagram algoritmu 3.1, pro výpočet evakuace VT dílu parní turbíny.



Obrázek 5.9: Vývojový diagram algoritmu 3.1, pro výpočet evakuace VT dílu parní turbíny.



Obrázek 5.10: Vývojový diagram algoritmu 3.1, pro výpočet evakuace VT dílu parní turbíny.

Kapitola 6

Výpočet konkrétní úlohy

Pro výpočet byla zvolena turbína s kombinovaným VT-ST dílem. Přední ucpávka je tedy spojena s ST dílem. Během nominálního provozu tedy proudí pára z VT dílu do ST dílu, ovšem během najíždění může být v ST dílu vyšší tlak a pára naopak bude proudit z ST dílu labyrintovou ucpávkou do VT dílu. Parametry přihřáté páry na vstupu do ST dílu jsou vstupními parametry pro výpočet průtoku labyrintovou ucpávkou. Vysokotlaká ucpávka je zavedena do odběru páry, a ten tedy určuje tlak páry pro výpočet průtoku zadní labyrintovou ucpávkou.

Evakuační potrubí je dimenze DN150 a má celkovou délku 10 m. Na potrubní trase jsou umístěny tři potrubní ohyby. Uzavírací armatura je umístěna až na konci potrubí a její výstup je připojen na kondenzátor. Potrubí vratné páry má dimenzi DN450 a jeho délka od výstupu z VT dílu až po zpětnou odběrovou klapku je 5,1 m.

6.1 Zadání

	Vstupní veličiny	**Hodnota**
	Rozměry	
V_{VT}	Velikost objemu VT dílu	$3{,}19\,\mathrm{m}^3$
L_{vr}	Délka potrubí vratné páry	5,1 m
D_{vr}	Průměr potrubí vratné páry	DN450
L	Délka evakuačního potrubí	10 m
D	Průměr evakuačního potrubí	DN150
p_{01}	Tlak páry v parním prostoru	20 bar(a)
T_{01}	Teplota páry v parním prostoru	350 °C
p_{b}	Tlak v kondenzátoru	0,08 bar(a)
	Lokální ztráty	
L_{k1}	Poloha kolene č. 1	0,4 m
δ_{k1}	Úhel ohybu kolene č. 1	90°
L_{k2}	Poloha kolene č. 2	2,3 m
δ_{k2}	Úhel ohybu č. 2	90°
L_{k3}	Poloha kolene č. 3	4,5 m
δ_{k3}	Úhel ohybu č. 3	90°

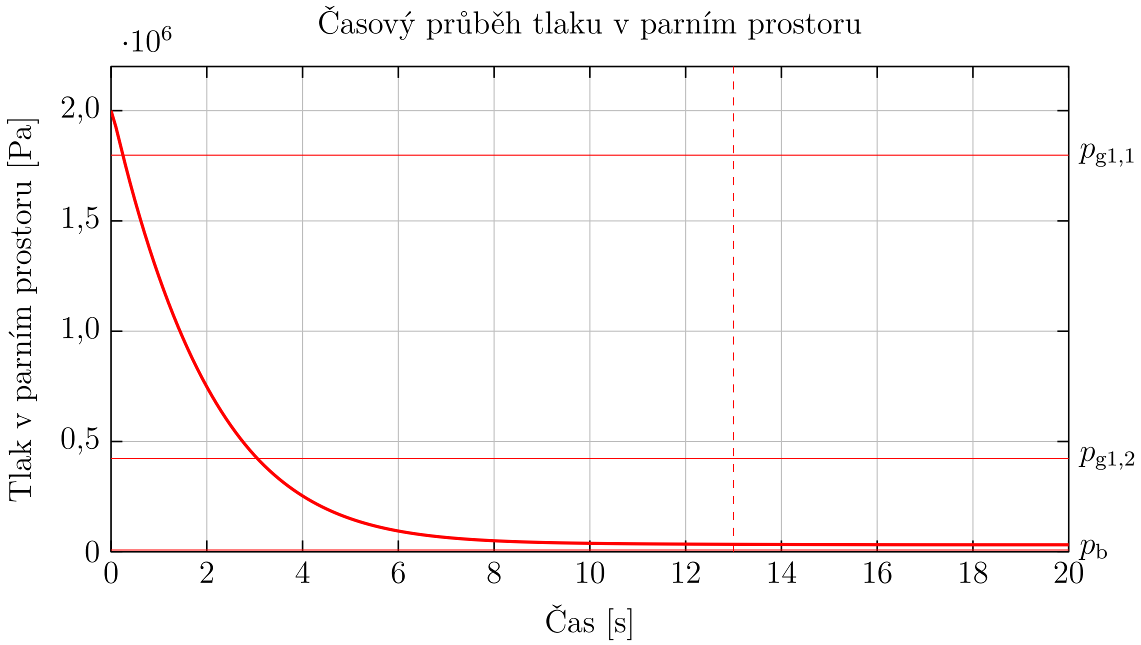
	Vstupní veličiny	Hodnota
	Armatura	
L_{v1}	Poloha armatury	10 m
$\mathrm{K_{vs}}$	Průtokový součinitel	800 m^3·h^{-1}
Φ_0	Poměrný průtokový součinitel při $H = 0$	4 %
t_{open}	Čas otevírání armatury	16 s
	Charakteristika armatury	Lineární
	Přední ucpávka, index 1	
$p_{\mathrm{g1,1}}$	Tlak páry před ucpávkou	17,98 bar(a)
$\rho_{\mathrm{g1,1}}$	Hustota páry před ucpávkou	6,3 kg·m^{-3}
z_1	Počet břitů ucpávky	18
D_{g1}	Průměr ucpávky	680 mm
δ_{g1}	Radiální vůle	0,6 mm
μ_{g1}	Tvarový koeficient	0,7
	Zadní ucpávka, index 2	
$p_{\mathrm{g1,2}}$	Tlak páry před ucpávkou	4,23 bar(a)
$\rho_{\mathrm{g1,2}}$	Hustota páry před ucpávkou	1,45 kg·m^{-3}
z_2	Počet břitů ucpávky	18
D_{g2}	Průměr ucpávky	570 mm
δ_{g2}	Radiální vůle	0,6 mm
μ_{g2}	Tvarový koeficient	0,7
	Numerická simulace	
τ	Časový krok	0,1 s
N	Počet dílků dělení	100

Tabulka 6.1: Vstupní parametry pro výpočet evakuace

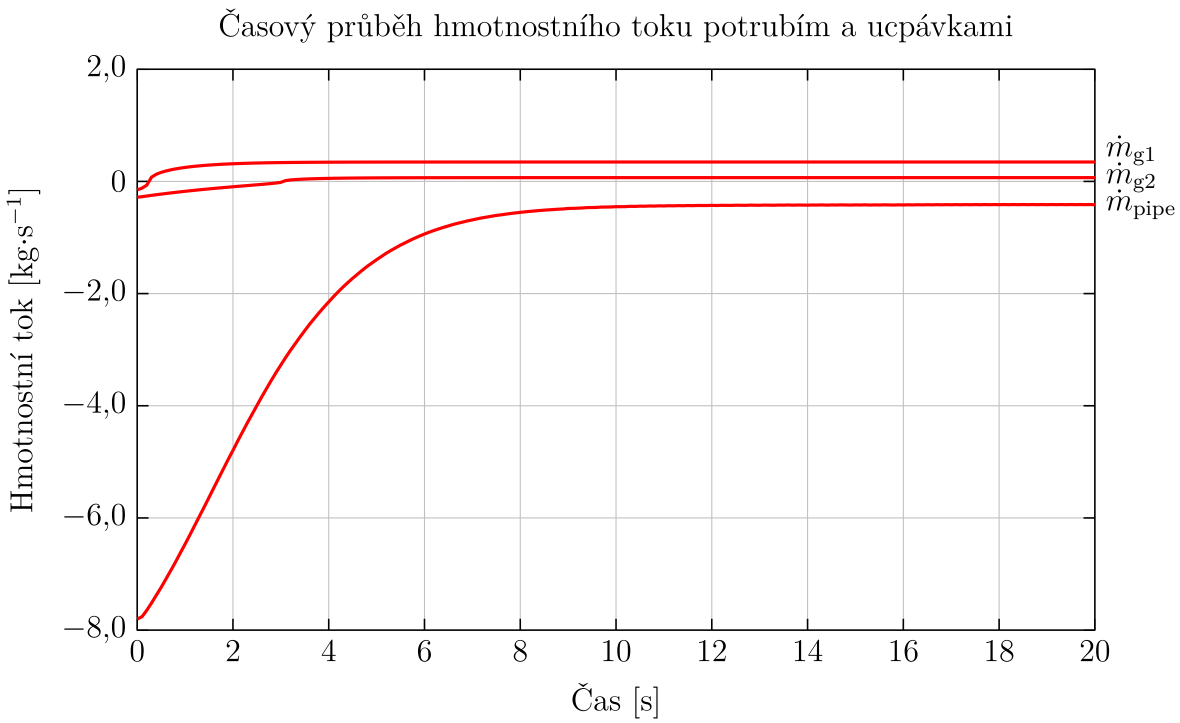
6.2 Výsledky

	Veličina	Hodnota
t	Čas evakuace	13 s
λ	Třecí součinitel	1,78×10^{-2}
p_{VT}	Konečný tlak ve VT dílu	0,32 bar(a)

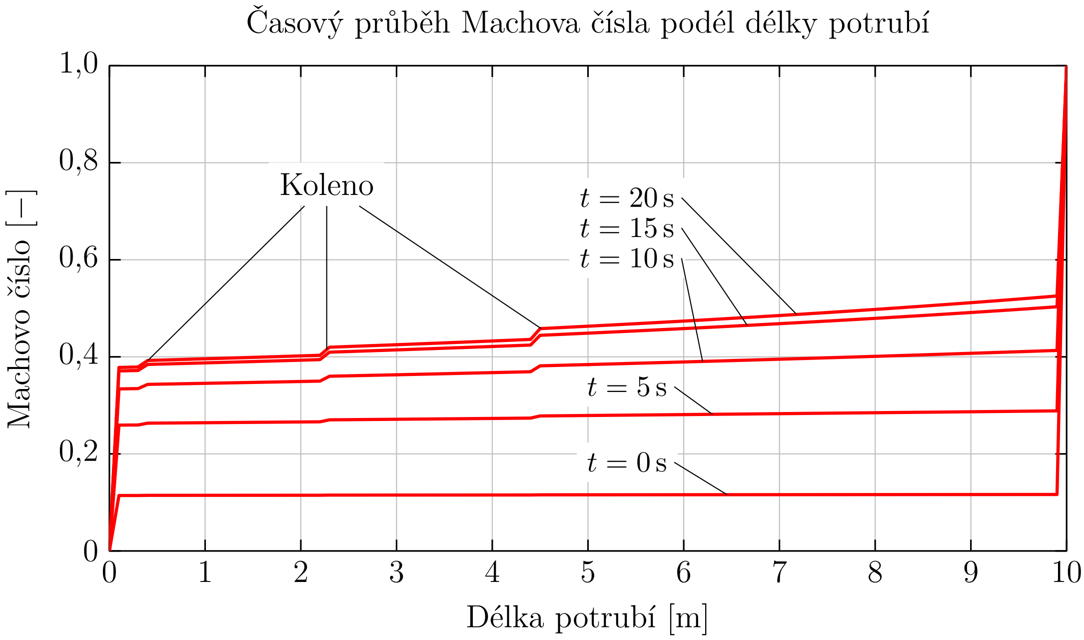
Tabulka 6.2: Výstupní parametry výpočtu evakuace



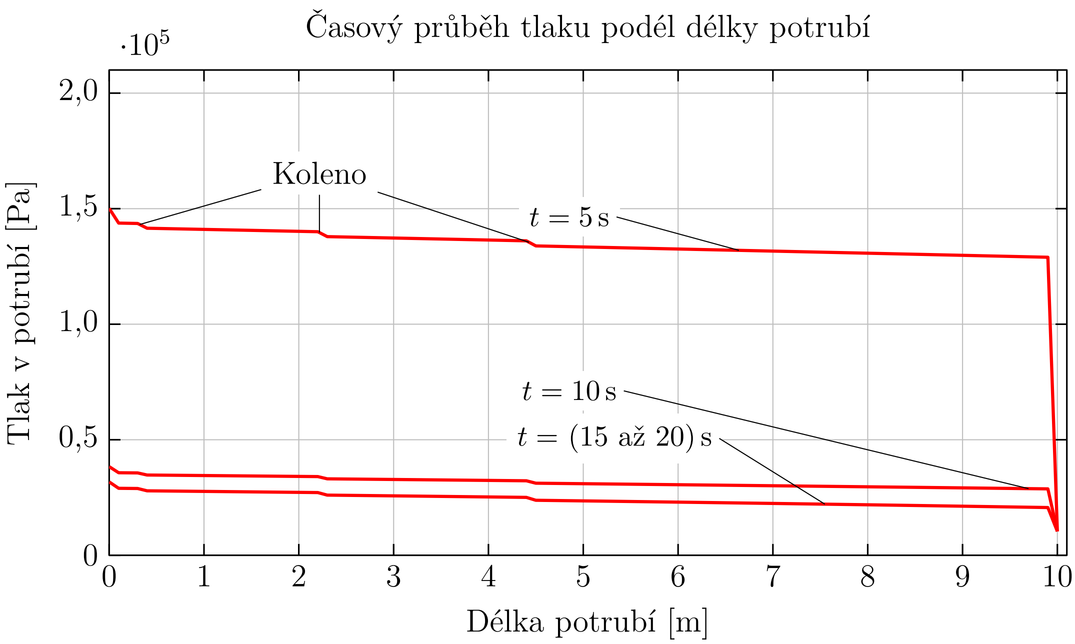
Obrázek 6.1: Časový průběh tlaku v parním prostoru. Čárkovaná čára označuje konečný ustálený stav, konec evakuace, kde se po 13 s tlak ustálil na hodnotě 0,32 bar(a). Dále je vyznačen vodorovnou čárou tlak před přední ucpávkou $p_{g1,1}$, před zadní ucpávkou $p_{g1,2}$ a tlak v kondenzátoru p_b.



Obrázek 6.2: Časový průběh hmotnostního toku evakuačním potrubím a ucpávkami. Na průběhu hmotnostního toku přední ucpávkou $\dot{m}_{g1}$ je změna směru toku páry zřetelná téměř hned po spuštění evakuace. Na průběhu hmotnostního toku zadní ucpávkou $\dot{m}_{g2}$ je změna směru toku páry zřetelná po 3 s.



Obrázek 6.3: Časový průběh Machova čísla podél délky potrubí. Výrazný vzrůst na konci je způsoben armaturou. Změna Machova čísla podél délky potrubí je v počátku velmi malá. Vzrůst Machova čísla podél délky potrubí je pozorovatelný při větším otevření ventilu $t = 5\,\mathrm{s}$ a dále. Místní tlakové ztráty v ohybech vytvářejí tzv. „schody“, které jsou označeny.



Obrázek 6.4: Časový průběh tlaku podél délky potrubí. Výrazný skok na konci potrubí je způsoben místní tlakovou ztrátou armatury. Tlaková ztráta vlivem tření je pozorovatelná postupným poklesem tlaku podél potrubí. Tzv. „schody“ jsou místní tlakové ztráty v ohybech. Není zde uveden průběh tlaku v počátečním okamžiku $t = 0\,\mathrm{s}$, jelikož oproti průběhu tlaku v čase $t = 5\,\mathrm{s}$ je výrazně vyšší a nebyly by tak viditelné „schody“ způsobené místními ztrátami.

Na základě vstupů uvedených v tabulce 6.1 byl proveden výpočet evakuace parního prostoru VT dílu. Výsledný tlak v parním prostoru se ustálil na hodnotě 0,38 bar(a). Na obrázcích obrázky 6.1 až 6.4 jsou znázorněny časové průběhy vybraných termodynamických veličin. Ustálení tlaku v parním prostoru je možné považovat za konec procesu evakuace. Čas od počátku evakuace do ustálení tlaku je 13 s.

Kapitola 7

Citlivostní analýza

Následující kapitola se zabývá citlivostní analýzou numerického modelu popisujícího evakuaci parního prostoru. V kapitole 6 byl proveden základní výpočet. Při výpočtu citlivostní analýzy jsou uvažovány všechny parametry stejné jako v základním výpočtu vyjma parametru analyzovaného, například průměru potrubí. Výsledky jsou shrnuty do tabulky a vybrané průběhy termodynamických veličiny jsou vyneseny do grafů.

7.1 Vliv typu armatury

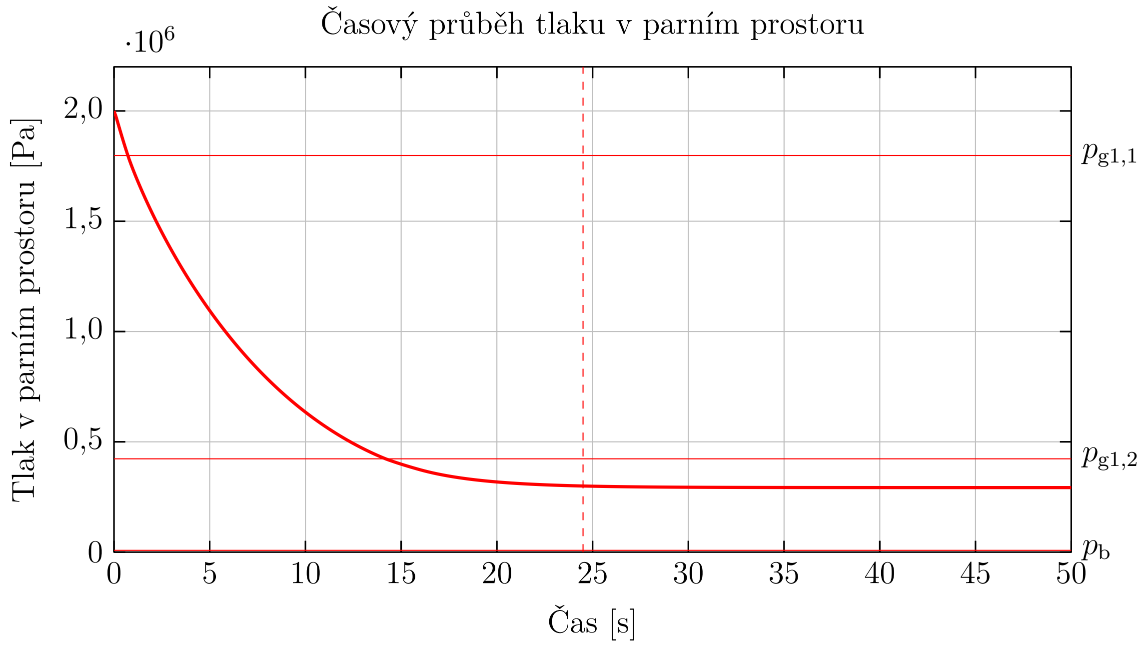
Veličina		Hodnota
K_{vs}	Průtokový součinitel	
	Původní hodnota	$800\,\mathrm{m^3 \cdot h^{-1}}$
	Upravená hodnota	$170\,\mathrm{m^3 \cdot h^{-1}}$

Tabulka 7.1: Citlivostní analýza - armatura - upravený parametr výpočtu evakuace

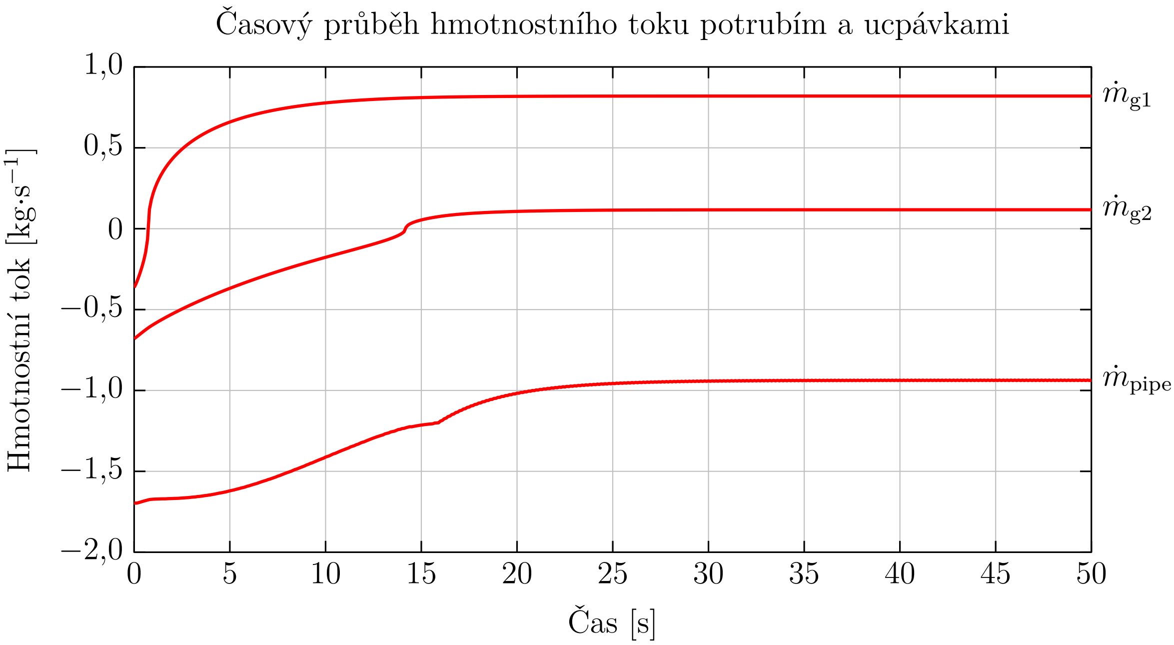
Veličina		Hodnota
	Výsledky původního výpočtu	
t	Čas evakuace	$13\,\mathrm{s}$
p_{VT}	Konečný tlak ve VT dílu	$0{,}32\,\mathrm{bar(a)}$
	Výsledky upraveného výpočtu	
t	Čas evakuace	$24{,}5\,\mathrm{s}$
p_{VT}	Konečný tlak ve VT dílu	$3\,\mathrm{bar(a)}$

Tabulka 7.2: Citlivostní analýza - armatura - výstupní parametry výpočtu evakuace

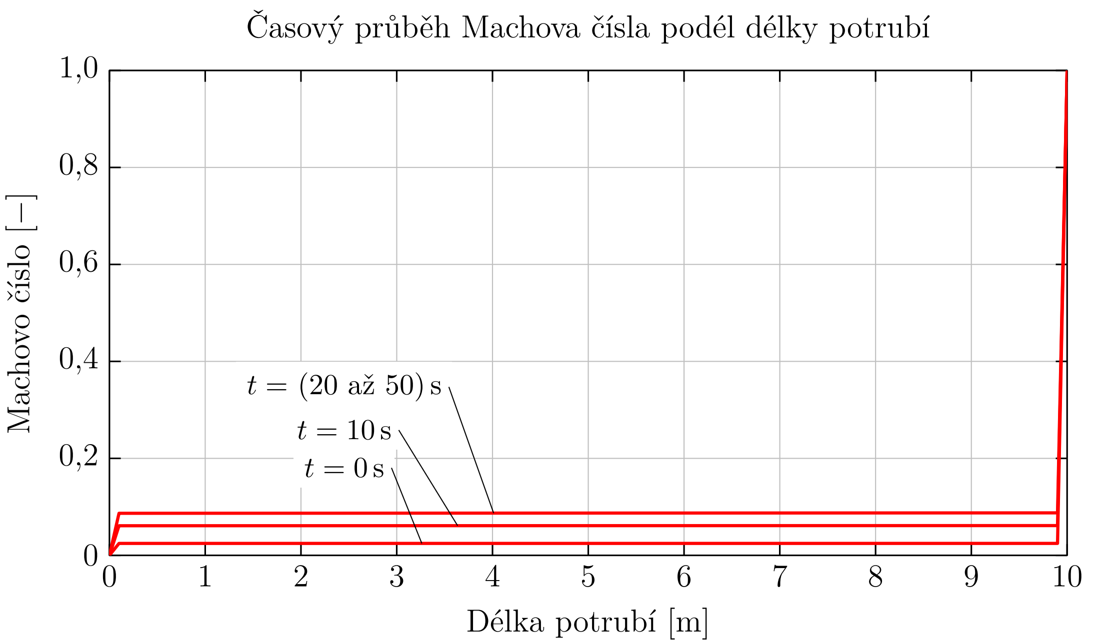
Na základě vstupů uvedených v tabulce 6.1 a tabulce 7.1 byl proveden upravený výpočet evakuace parního prostoru VT dílu. V tomto zadání je patrný vliv armatury na výstupu potrubí. Armatura má vysokou tlakovou ztrátu, kterou omezuje kvalitu výsledné evakuace, tzn. tlaku v parním prostoru. Pro výpočet byl uvažován sedlový ventil s $K_{vs} = 170\,m^3{\cdot}h^{-1}$, který se jeví jako nedostačující, jelikož v parním prostoru se tlak ustálil již na hodnotě 3 bar(a) (oproti tomu tlak v kondenzátoru je 0,08 bar(a)).



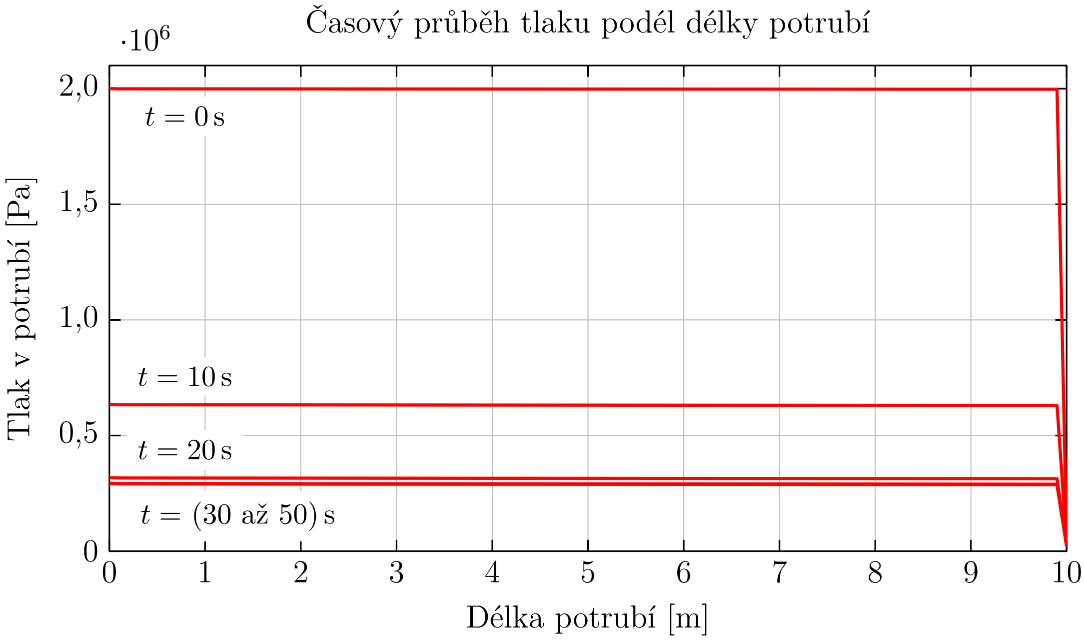
Obrázek 7.1: Časový průběh tlaku v parním prostoru. Čárkovaná čára označuje konečný ustálený stav, konec evakuace, kde se po 24,5 s tlak ustálil na hodnotě 3 bar(a). Vodorovnou čárou je vyznačen tlak před přední ucpávkou $p_{g1,1}$, před zadní ucpávkou $p_{g1,2}$ a tlak v kondenzátoru p_b.



Obrázek 7.2: Časový průběh hmotnostního toku evakuačním potrubím a ucpávkami. Na průběhu hmotnostního toku přední ucpávkou $\dot{m}_{\mathrm{g1}}$ je změna směru toku páry zřetelná po 1 s. Na průběhu hmotnostního toku zadní ucpávkou $\dot{m}_{\mathrm{g2}}$ je změna směru toku páry zřetelná po 14 s.



Obrázek 7.3: Časový průběh Machova čísla podél délky potrubí. Výrazný vzrůst na konci je způsoben kritickým prouděním v armatuře. Vzrůst Machova čísla podél délky potrubí je téměř neznatelný. Místní tlakové ztráty v ohybech nejsou vůbec zřetelné.



Obrázek 7.4: Časový průběh tlaku podél délky potrubí. Výrazný skok na konci potrubí je způsoben místní tlakovou ztrátou armatury. Tlaková ztráta podél délky potrubí je díky tomu téměř neznatelná. Místní tlakové ztráty v ohybech nejsou zřetelné.

7.2 Vliv velikosti parního prostoru

Veličina	**Hodnota**
Velikost parního prostoru	
Původní hodnota	$4\,\mathrm{m}^3$
Upravená hodnota	$10\,\mathrm{m}^3$

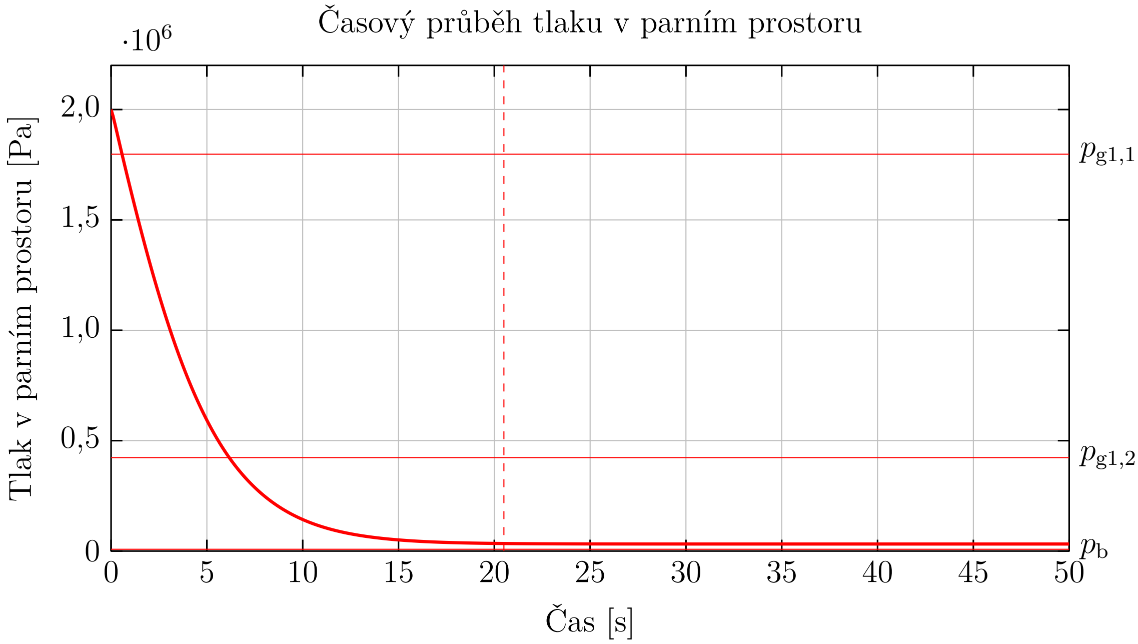
Tabulka 7.3: Citlivostní analýza - parní prostor - upravený parametr výpočtu evakuace

	Veličina	**Hodnota**
	Výsledky původního výpočtu	
t	Čas evakuace	13 s
p_{VT}	Konečný tlak ve VT dílu	0,32 bar(a)
	Výsledky upraveného výpočtu	
t	Čas evakuace	20,5 s
p_{VT}	Konečný tlak ve VT dílu	0,32 bar(a)

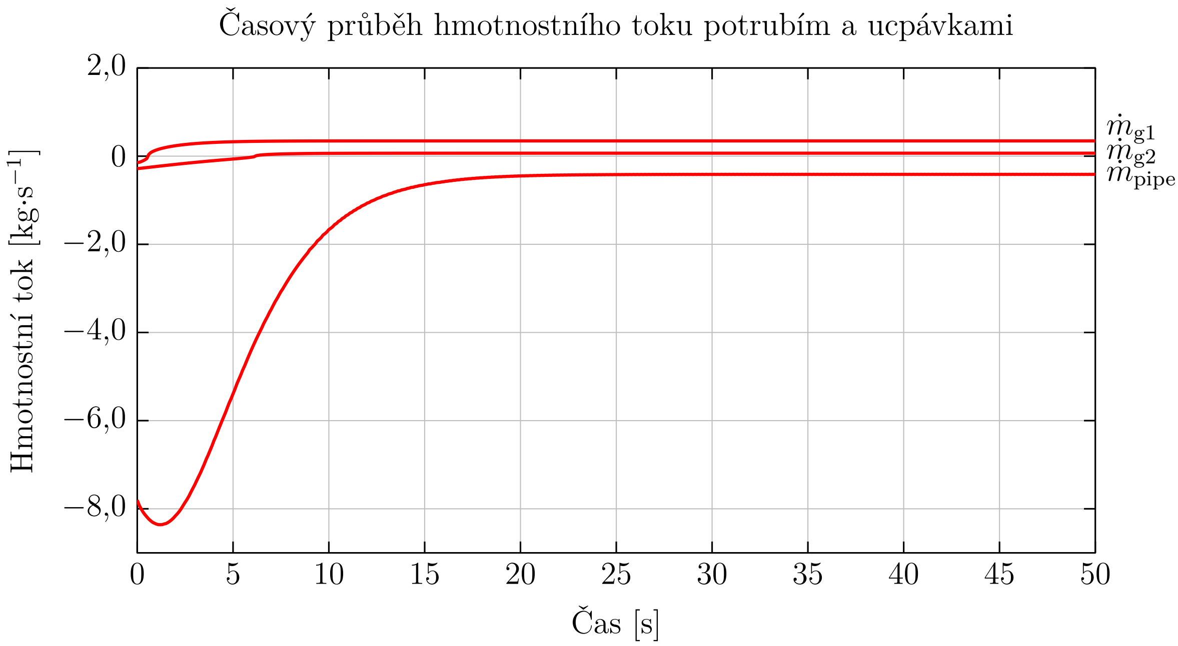
Tabulka 7.4: Citlivostní analýza - parní prostor - výstupní parametry výpočtu evakuace

Na základě vstupů uvedených v tabulce 6.1 a tabulce 7.3 byl proveden upravený výpočet evakuace parního prostoru VT dílu. V tomto zadání byl uvažován dvakrát větší parní objem než v základním výpočtu, viz kapitola 6. Zvětšení parního prostoru není definováno konkrétně. Může být prodlouženo potrubí vratné páry, zvětšená dimenze potrubí vratné páry nebo zvětšen objem VT dílu parní turbíny nebo kombinace všeho. Zvětšení objemu parního prostoru mělo za následek očekávané prodloužení času evakuace. Na výslednou hodnotu, na které se ustálil tlak zvětšením objemu, to nemělo žádný vliv.

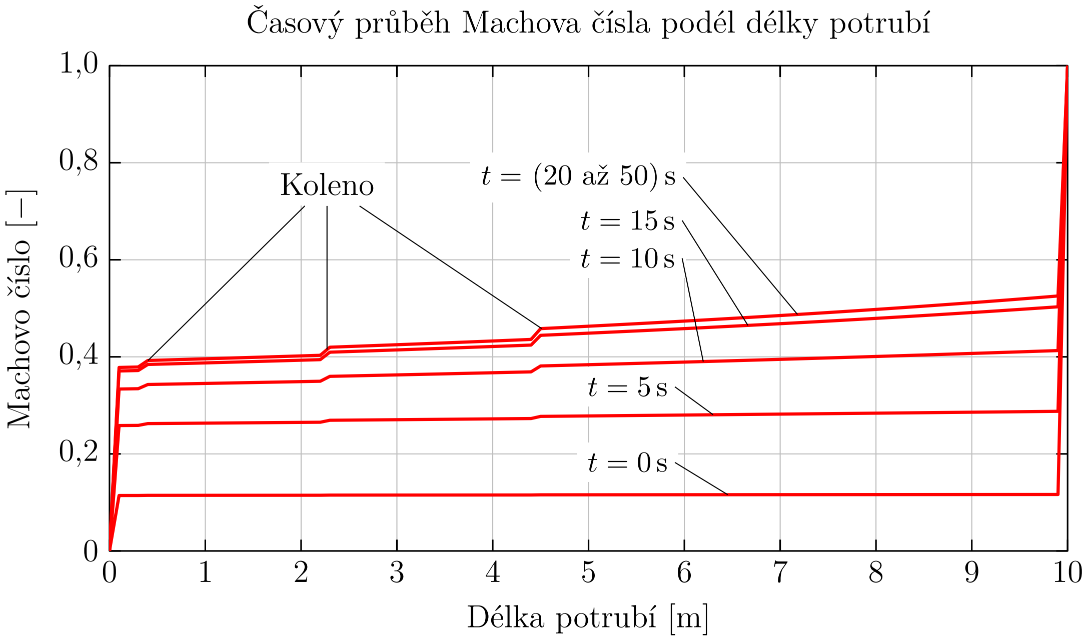
Na obrázku 7.6 je na průběhu hmotnostního průtoku potrubím v počátku viditelný jeho růst a až po 2 s jeho pokles. Oproti základnímu výpočtu je to způsobeno větším objemem parního prostoru, ve kterém neklesá vlivem odtoku páry tlak tak rychle, jako v případě základního výpočtu, a průtok může chvíli růst s otevíráním armatury. Z hlediska růstu a poklesu znaménko u průtoku zde určuje směr toku, kladný je přítok, záporný odtok páry z parního objemu.



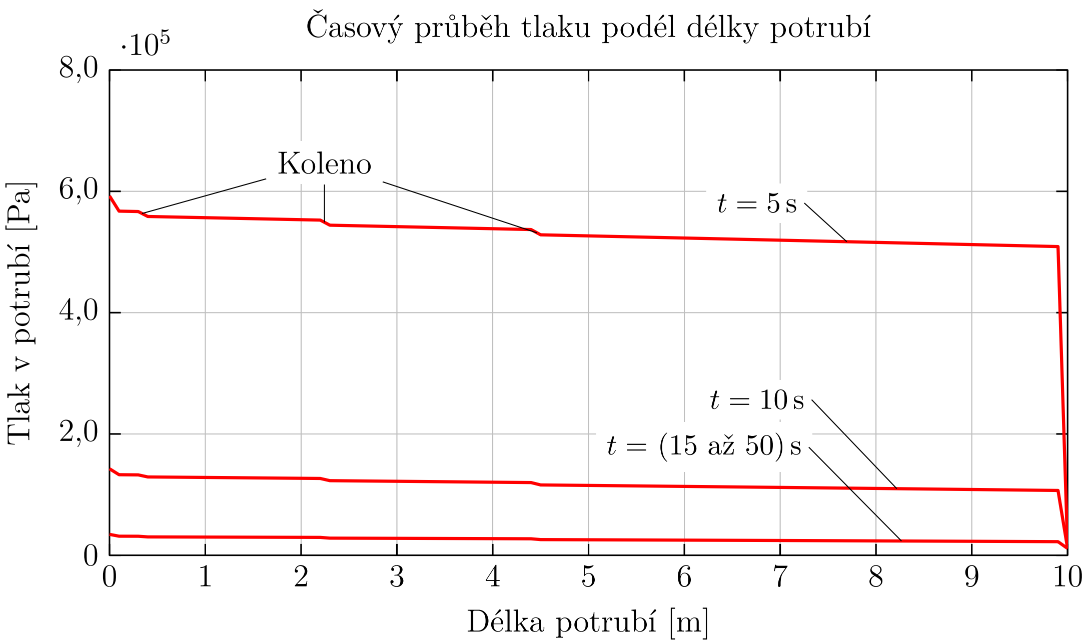
Obrázek 7.5: Časový průběh tlaku v parním prostoru. Čárkovaná čára označuje konečný ustálený stav, konec evakuace, kde se po 20,5 s tlak ustálil na hodnotě 0,32 bar(a). Vodorovnou čárou je vyznačen tlak před přední ucpávkou $p_{g1,1}$, před zadní ucpávkou $p_{g1,2}$ a tlak v kondenzátoru p_b.



Obrázek 7.6: Časový průběh hmotnostního toku evakuačním potrubím a ucpávkami. Na průběhu hmotnostního toku přední ucpávkou $\dot{m}_{g1}$ je změna směru toku páry zřetelná téměř okamžitě v počátku otevírání ventilu evakuace. Na průběhu hmotnostního toku zadní ucpávkou $\dot{m}_{g2}$ je změna směru toku páry zřetelná po 6 s.



Obrázek 7.7: Časový průběh Machova čísla podél délky potrubí. Výrazný vzrůst na konci je způsoben armaturou. Změna Machova čísla podél délky potrubí je v počátku evakuace velmi malá. Vzrůst Machova čísla podél délky potrubí je pozorovatelný při větším otevření ventilu $t = 5\,\mathrm{s}$ a dále. Místní tlakové ztráty v ohybech tvoří tzv. „schody“, které jsou na grafu označeny.



Obrázek 7.8: Časový průběh tlaku podél délky potrubí. Výrazný skok na konci potrubí je způsoben místní tlakovou ztrátou armatury. Tlaková ztráta vlivem tření je pozorovatelná postupným poklesem tlaku podél potrubí. Tzv. „schody“ jsou místní tlakové ztráty v ohybech. Není zde uveden průběh tlaku v počátečním okamžiku $t = 0\,\mathrm{s}$, jelikož oproti průběhu tlaku v čase $t = 5\,\mathrm{s}$ je výrazně vyšší a nebyly by tak viditelné „schody“ způsobené místními ztrátami.

7.3 Vliv průměru evakuačního potrubí

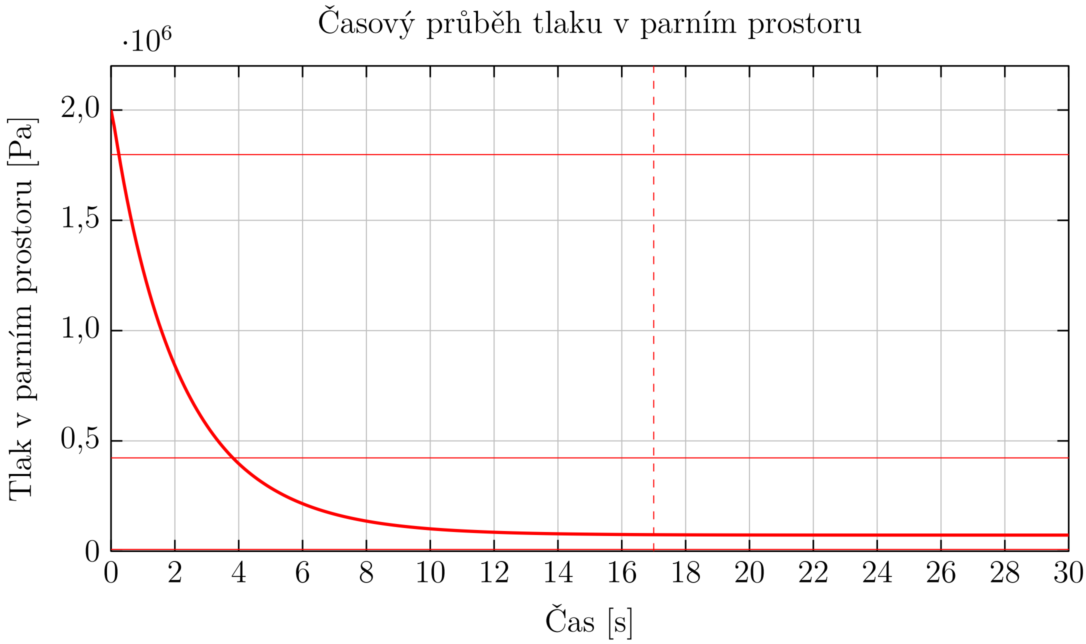
Veličiny		Hodnota
D	Průměr evakuačního potrubí	
	Původní hodnota	DN150
	Upravená hodnota	DN100

Tabulka 7.5: Citlivostní analýza - průměr potrubí - upravený parametr výpočtu evakuace

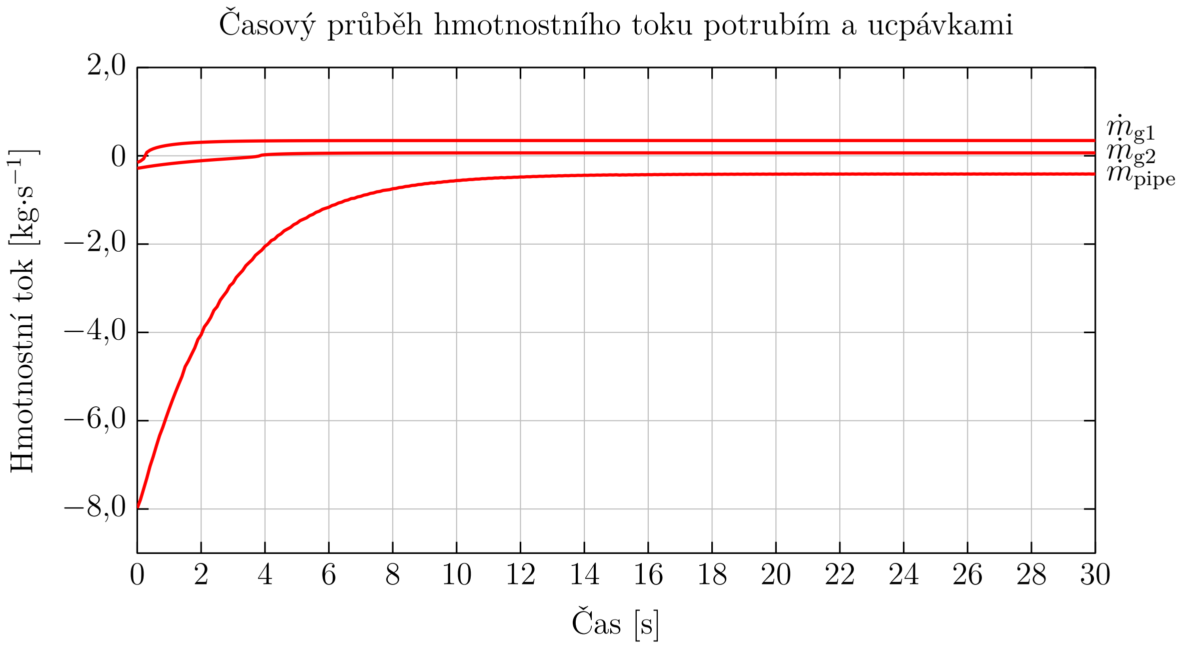
Veličiny		Hodnota
	Výsledky původního výpočtu	
t	Čas evakuace	13 s
p_{VT}	Konečný tlak ve VT dílu	0,32 bar(a)
	Výsledky upraveného výpočtu	
t	Čas evakuace	17 s
p_{VT}	Konečný tlak ve VT dílu	0,73 bar(a)

Tabulka 7.6: Citlivostní analýza - průměr potrubí - výstupní parametry výpočtu evakuace

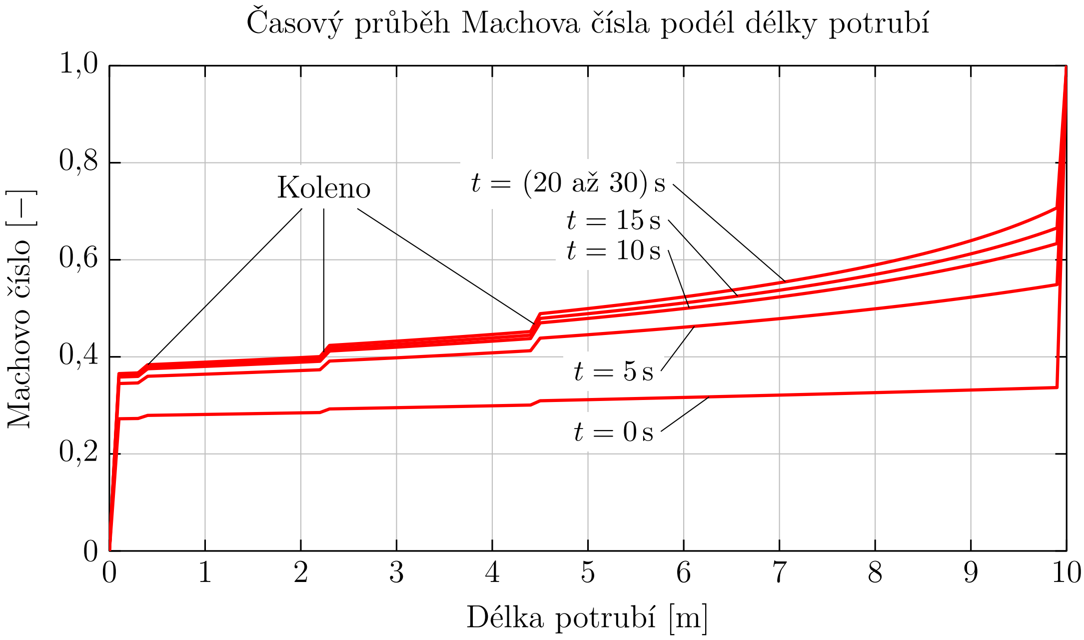
Na základě vstupů uvedených v tabulce 6.1 a tabulce 7.5 byl proveden upravený výpočet evakuace parního prostoru VT dílu. V tomto zadání byla zmenšena dimenze evakuačního potrubí na DN100. Průtočný průřez se tím zmenšil zhruba na polovinu původního. Zmenšení dimenze mělo za následek nepatrné prodloužení evakuace na 17 s, ale výrazné zvýšení hodnoty tlaku, který se ustálil v parním prostoru, na hodnotu 0,73 bar(a). Zároveň je na průbězích termodynamických veličin v oblasti vyšších Machových čísel viditelné zakřivení jejich průběhů způsobené Fannovým dějem.



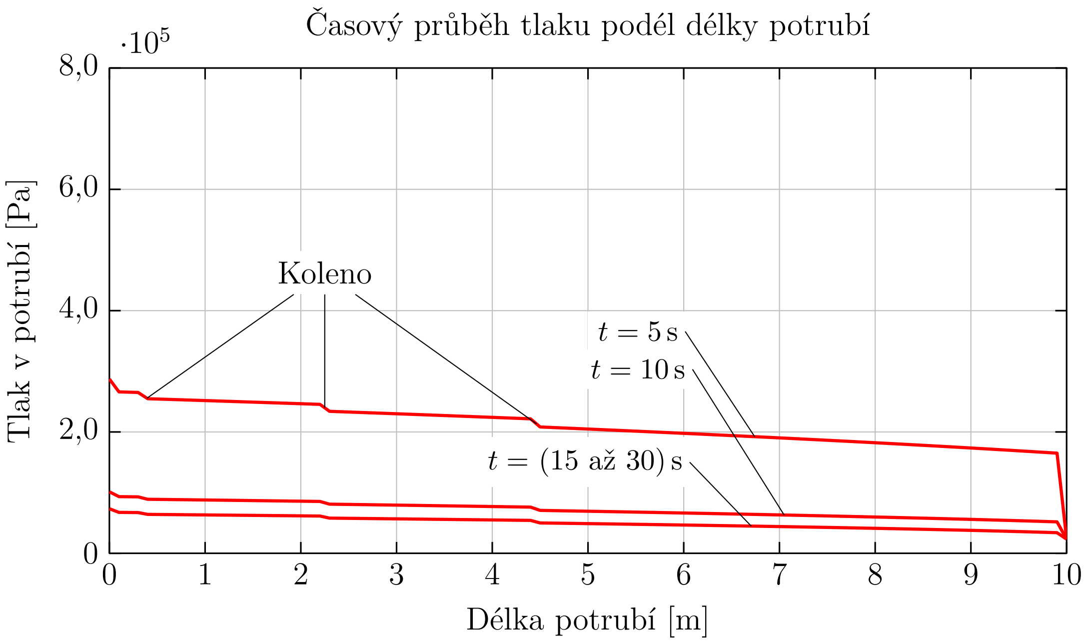
Obrázek 7.9: Časový průběh tlaku v parním prostoru. Čárkovaná čára označuje konečný ustálený stav, konec evakuace, kde se po 17 s tlak ustálil na hodnotě 0,73 bar(a). Vodorovnou čárou je vyznačen tlak před přední ucpávkou $p_{g1,1}$, před zadní ucpávkou $p_{g1,2}$ a tlak v kondenzátoru p_b.



Obrázek 7.10: Časový průběh hmotnostního toku evakuačním potrubím a ucpávkami. Na průběhu hmotnostního toku přední ucpávkou $\dot{m}_{g1}$ je změna směru toku páry zřetelná téměř okamžitě po spuštění evakuace. Na průběhu hmotnostního toku zadní ucpávkou $\dot{m}_{g2}$ je změna směru toku páry zřetelná po 9 s.



Obrázek 7.11: Časový průběh Machova čísla podél délky potrubí. Výrazný vzrůst na konci je způsoben armaturou. Změna Machova čísla podél délky potrubí je v počátku velmi malá. Vzrůst Machova čísla podél délky potrubí je pozorovatelný při větším otevření ventilu $t = 5\,\mathrm{s}$ a dále. Místní tlakové ztráty v ohybech tvoří tzv. „schody“, které jsou na grafu označeny.



Obrázek 7.12: Časový průběh tlaku podél délky potrubí. Skok na konci potrubí je způsoben místní tlakovou ztrátou armatury. Tlaková ztráta vlivem tření je pozorovatelná postupným poklesem tlaku podél potrubí. Tzv. „schody“ jsou místní tlakové ztráty v ohybech. Není zde uveden průběh tlaku v počátečním okamžiku $t = 0\,\mathrm{s}$, jelikož oproti průběhu tlaku v čase $t = 5\,\mathrm{s}$ je výrazně vyšší a nebyly by tak viditelné „schody“ způsobené místními ztrátami.

7.4 Vliv parametrů numerické simulace

Citlivostní analýza vlivu parametrů numerické simulace byla provedena před začátkem samotného hlavního výpočtu a výpočtu citlivostní analýzy vybraných parametrů. S jednotlivými parametry bylo varírováno v rozsahu řádů než v rozsahu číselných hodnot. Hodnota parametru byla zjištěna metodou „shotgunning“, která spočívá v manuálním nastavování hodnoty časového kroku a analyzování výsledků programu, a poté vybráním nejlepší hodnoty. Velikost časového kroku τ byla zvolena na hodnotu 0,1 s. Zvětšování této hodnoty vedlo k vysokým nepřesnostem a téměř k potlačení dynamiky děje, a naopak zmenšování kroku již nepřinášelo výrazné zpřesňování výsledků a způsobovalo neúměrný nárůst výpočetního času.

Počet dílků dělení potrubí vyjadřuje parametr N. Parametr určuje jemnost sítě, na které se určují termodynamické veličiny proudění. Počet dílků nesmí být příliš nízký, jelikož by nebylo možné pokrýt vliv místních ztrát. V případě velmi malého N, by byla délka jednoho dílku delší než ekvivalentní délka tlakové ztráty. Pokud by výpočet spočíval ve výpočtu jen potrubí bez místních ztrát a s požadavkem určení parametrů na výstupu potrubí, stačily by jen dva body, vstupní a výstupní. Počet dílků tedy určuje převážně rozlišení a tím i hladkost průběhů termodynamických veličin podél délky potrubí.

7.5 Shrnutí

Parametry mající vliv na délku evakuace a výsledný tlak v parním prostoru jsou shrnuty v tabulce 7.7. Ze zkoumaných parametrů nemá žádný parametr neočekávaný vliv na délku evakuace. Mírně překvapivé jsou výsledky hodnot ustálených tlaků v parním prostoru. Vlivem labyrintových ucpávek se tlak v parním prostoru nedostane až na tlak v kondenzátoru, ale ustálí se na hodnotě, kdy se průtoky ucpávkami a evakuačním potrubí vyrovnají. Zvětšováním tlakové ztráty na evakuačním potrubí se tedy neprodlužuje jen délka evakuace ale i výsledný tlak v parním prostoru.

Parametr	**Změna**	**Vliv na čas**	**Vliv na tlak**
Průtokový součinitel	800 → 170 $m^3 \cdot h^{-1}$	13 → 24,5 s	0,32 → 3 bar(a)
Velikost parního objemu	4 → 10 m^3	13 → 20,5 s	0,32 → 0,32 bar(a)
Průměr potrubí	DN150 → DN100	13 → 17 s	0,32 → 0,73 bar(a)

Tabulka 7.7: Shrnutí výsledků citlivostní analýzy

Závěr

Úvodní část diplomové práce se zabývala základním popisem parních turbín, jejich najížděním a provozováním. Byla popsána problematika ventilace lopatek vznikající právě při najíždění či provozování turbogenerátoru s izolovaným VT dílem parní turbíny. Pro zamezení poškození lopatek VT dílu se využívá evakuace, tedy vypuštění páry z VT dílu do kondenzátoru, přesněji do expandéru provozních kondenzátů, tím se sníží ventilační ztráty, a tedy i ohřev lopatek.

Hlavní část práce se věnovala popisu fenoménu adiabatického proudění plynu potrubím neměnného průměru s uvažováním vlivu tření tzv. Fannovým dějem. Byly odvozeny rovnice pro určení termodynamických veličin plynu podél délky potrubí. Zároveň pro potřebu výpočtu Fannova děje byly odvozeny i rovnice pro adiabatické proudění zužující se dýzou. Tato práce se zabývala pouze částmi těchto fenoménů a to těmi, kdy je rychlost proudění podzvuková, maximálně kritická. V obou případech může dojít ke kritické rychlosti ve výstupu z trubice/dýzy.

Původním záměrem byl řešit daný problém čistě numericky za pomoci parních tabulek. Ukázalo se ovšem, že zvolený přístup a numerický výpočtový model byl nevhodně zvolen a i přes všemožné úpravy naprogramovaného algoritmu model vůbec nekonvergoval k řešení. Proto bylo od toho přístupu upuštěno a problém byl řešen smíšeně, tedy analytickou-numerickou metodou. Parní tabulky byly nahrazeny rovnicí ideálního plynu. Základní rovnice byly analyticky zintegrovány a výsledné rovnice byly využity ve výpočetním algoritmu pro řešení konkrétní úlohy. Pro řešení místních tlakových ztrát bylo využito metody nahrazení místní ztráty fiktivní délkou potrubí, které vyvolá stejnou tlakovou ztrátu jako ztráta místní. Tato fiktivní délka byla určována iterativně. Metoda fiktivní délky potrubí ale nedovoluje tomuto modelu pokrýt fakt, že například ve ventilu může dojít také ke kritické rychlosti, to ovšem ale neumožňují vlastnosti Fannova děje. Kritická rychlost může nastat jen ve výstupní části trubice.

Z řešení konkrétní úlohy a z průběhů termodynamických veličin podél délky potrubí je patrné, že pokud je v potrubní trase nějaká výrazná místní tlaková ztráta, např. armatura, je efekt Fannova děje téměř neznatelný a průběhy se téměř shodují s průběhy nestlačitelné tekutiny a výrazný nárůst nastane právě na konci, kde je umístěna tato armatura. Naproti tomu pokud je potrubí bez místních tlakových ztrát, jsou průběhy shodné s křivkami Fannova děje uvedenými v literatuře [20, 23, 28]. Pokud jsou na potrubí umístěny místní tlakové ztráty, například jako koleno, jsou v průbězích patrné „schody“, jež značí změny parametrů tekutiny vlivem místní ztráty. Průběhy termodynamických veličin podél délky potrubí se zařazením kolen jsou srovnatelné s výsledky uvedenými v práci [3].

Byla provedena citlivostní analýza numerického modelu evakuace parního prostoru, která ukázala, že vliv průměru potrubí má vliv jak do délky trvání procesu evakuace, tak i do výsledného ustáleného tlaku v parním prostoru. Souhrnně tedy vede větší průměr evakuačního potrubí ke kratší době evakuace a zároveň je výsledný tlak v parním prostoru nižší. Velikost parního prostoru má zhruba proporcionální závislost na délce procesu evakuace. Souhrnně vede zvětšení objemu parního prostoru k prodloužení času evakuace a to přibližně proporcionálně. Použití armatury s vysokou tlakovou ztrátou vede k prodloužení času evakuace a výsledný tlak, který se ustálil v parním prostoru, je nepřijatelně vysoký.

Vytvořený numerický model lze využít v projekční fázi projektu projektantům k predikci integrálu času evakuace a jeho případnému ladění, zejména zkracování délky děje. Zároveň část práce zabývající se numerickým modelováním Fannova děje může sloužit jako vhodnější výpočtový model proudění páry potrubím oproti výpočtu s nestlačitelným prouděním. Případné drobné úpravy skriptů můžou pomoci při řešení problémů podobných evakuaci.

Literatura

Knihy

[1] Bečvář, Josef. *Tepelné turbíny*. Bratislava: Státní nakladatelství technické literatury, 1968. 548 s.

[2] Brandner, Marek, Egermaier, Jiří a Kopincová, Hana. *Numerické metody pro řešení evolučních parciálních diferenciálních rovic*. Plzeň: Západočeská univerzita v Plzni, 2012. 131 s. URL: http://mi21.vsb.cz/sites/mi21.vsb.cz/files/unit/numericke_metody_pro_reseni_evolucnich_pdr.pdf. [online]

[3] Burešová, Kateřina. *Proudění stlačitelné tekutiy obtokovým kanálem trasového uzávěru*. Praha: České vysoké učení technické v Praze, 2019. 71 s. Diplomová práce. Vedoucí práce Tomáš HYHLÍK

[4] Čermák, Jiří, Peterka, Václav a Závorka, Jiří. *Dynamika regulovaných soustav: v tepelné energetice a chemii*. 1. vyd. Praha: Academia, 1968. 583 s.

[5] Dalík, Josef. *Metematika IV: Numerická analýza*. Brno: Josef Dalík, 2008. 131 s. ISBN: 978-80-7204-702-4. URL: http://lences.cz/domains/lences.cz/skola/subory/Skripta/CA02-Matematika%20IV%20(K)/M01-Numerick%C3%A1%20anal%C3%BDza.pdf

[6] Dejč, Michail Jefimovič. *Technická dynamika plynů*. Praha: Státní nakladatelství technické literatury, 1967. 659 s. URL: https://books.google.cz/books?id=PFrinAEACAAJ

[7] Doubrava, Jiří, Dytrt, Vlastimil a Klimeš, Michal. *Regulační armatury*. 6. vyd. Česká Třebová: LDM, spol. s r.o., 2013. 182 s.

[8] Drábek, Pavel a Holubová, Gabriela. *Parciální diferenciální rovnice*. 2. vyd. Plzeň: Západočeská univerzita v Plzni, 2011. 291 s. URL: http://mi21.vsb.cz/sites/mi21.vsb.cz/files/unit/parcialni_diferencialni_rovnice.pdf. [online]

[9] Escudier, Marcel. *Introduction to Engineering Fluid Mechanics*. 1. vyd. Oxford: Oxford University Press, 2017. 577 s. ISBN: 978-0-19-871987-8. URL: https://books.google.cz/books?id=JXw7DwAAQBAJ

[10] Graebel, William. *Engineering Fluid Mechanics: The International Student Edition*. 1. vyd. New York: CRC Press, 2001. 752 s. ISBN: 978-1-56032-711-0. URL: https://books.google.cz/books?id=NpyCORdAkyIC

[11] IDELCHIK, I. E. *Handbook of Hydraulic Resistance*. 2. vyd. Berlin: Springer, 1975. 640 s. ISBN: 3-540-15962-2

[12] JINDŘICH, Josef, BLOVSKÝ, Jiří et al. *Interní materiály Doosan Škoda Power s.r.o. Příručka pro strojní projektanty*

[13] KRAJÍC, Ladislav. *Parní turbíny a příslušenství*. 1. vyd. Plzeň: Západočeská univerzita v Plzni, 2017. 280 s. ISBN: 978-80-261-0731-6

[14] LINHART, Jiří. *Mechanika tekutin I*. Plzeň: Západočeská univerzita v Plzni, 2009. 122 s. ISBN: 978-80-7043-766-7

[15] LINHART, Jiří. *Termomechanika: stručné učební texty*. Plzeň: Západočeská univerzita v Plzni, 2012. 103 s.

[16] MAREŠ, Radim. *Kapitoly z termomechaniky*. Plzeň: Západočeská univerzita v Plzni, 2009. 308 s. ISBN: 978-80-7043-706-3

[17] MÍKA, Stanislav, PŘIBYL, Petr a BRANDNER, Marek. *Speciální numerické metody: Numerické metody řešení okrajových úloh pro diferenciální rovnice*. 1. vyd. Plzeň: Vydavatelský servis, 2006. 305 s. ISBN: 80-86843-13-0. URL: http://home.zcu.cz/~mika/SNM2/SNM2.pdf. [online]

[18] MUNSON, Bruce R., OKIISHI, Theodore H. a HUEBSCH, Wade W. *Fundamentals of Fluid Mechanics*. 6. vyd. Ames: John Wiley & Sons, 2009. 783 s. ISBN: 978-0470-26284-9

[19] NOSKIEVIČ, Jaromír. *Mechanika tekutin*. 1. vyd. Praha: Státní nakladatelství technické literatury, 1987. 356 s.

[20] OOSTHUIZEN, Patrick H. a CARSCALLEN, William E. *Introduction to Compressible Fluid Flow*. 2. vyd. New York: CRC Press, 2013. 580 s. ISBN: 978-1-4398-7792-0. URL: https://books.google.cz/books?id=-zTOBQAAQBAJ

[21] OPPLT, Daniel a SZABÓ, Ondřej. *Přednášky z předmětu: Montáž a provoz energetických zařízení*. Plzeň, 2021

[22] RENNELS, Donald C. a HUDSON, Hobart M. *Pipe Flow: A Practical and Comprehensive Guide*. 1. vyd. New Jersey: John Wiley & Sons, 2012. 320 s. ISBN: 978-0-470-90102-1. URL: https://books.google.cz/books?id=Iwj-EM1prnoC

[23] SHAPIRO, Ascher H. *The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow, Volume 1*. New York: The Ronald Press Company, 1953. 672 s. ISBN: 978-0-471-06691-0

[24] SHAPIRO, Ascher H. *The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow, Volume 2*. New York: The Ronald Press Company, 1954. 1185 s. ISBN: 978-0-471-06845-7

[25] ŠČEGLJAJEV, Andrej Vladimirovič. *Parní turbíny*. Praha: Státní nakladatelství technické literatury, 1983. 367 s.

[26] ŠKOPEK, Jan. *Parní turbína: tepelný a pevnostní výpočet*. 1. vyd. Plzeň: Západočeská univerzita v Plzni, 2003. 159 s. ISBN: 80-7043-256-X

[27] VESTFÁLOVÁ, Magda a STŘEDA, Ivo. *Technická dynamika plynů*. Liberec: Technická univerzita v Liberci, 2004. 122 s. ISBN: 80-7083-801-9. URL: https://books.google.cz/books?id=_JE-AAAACAAJ

[28] WHITE, Frank M. *Fluid Mechanics*. 7. vyd. New York: McGraw Hill, 2011. 862 s. ISBN: 978-0-07-352934-9. URL: https://books.google.cz/books?id=egk8SQAACAAJ

Články

[29] BANASZKIEWICZ, Mariusz. Steam turbines start-ups. In: *Transactions of The Institute of Fluid-Flow Machinery*. Gdańsk: Polish Academy of Sciences, 2014. [online]. Dostupné z: https://www.imp.gda.pl/files/transactions/126/126_12_.pdf

[30] FILIPPENKO, Victor, FROLOV, Boris, CHERNOBROVKIN, Andrey et al. Analyses of Temperature Distribution on Steam Turbine Last Stage Low Pressure Buckets at Low Flow Operations. In: *ASME 2011 Turbo Expo: Turbine Technical Conference and Exposition*. Vancouver: ASME, 2011. [online]

[31] HOZNEDL, Michal a GREGOR, Karel. Numerical and Analytical Calculation of Flow During Steam Blowing. In: *MATEC Web Conf.* 2020, **328**(2003). [online]. DOI: 10.1051/matecconf/202032802003. Dostupné z: https://doi.org/10.1051/matecconf/202032802003

[32] HOZNEDL, Michal, TAJČ, Ladislav a BEDNÁŘ, Lukáš. Flow Conditions in The Last Stage During Idling Operation and Low Output of 1000 MW Turbine. In: *Engineering Mechanics 2012*. Prague: Institute of Theoretical a Applied Mechanics, Academy of Sciences of the Czech Republic, 2012, **18**(31). [online]. ISSN: 1805-8256. Dostupné z: https://engmech.cz/2012/im/im/proceedings

[33] KEENAN, J. H. a NEUMANN, E. P. Measurements of Friction in a Pipe for Subsonic and Supersonic Flow of Air. In: *Journal of Applied Mechanics*. Washington: National Advisory Committee for Aeronautics, Washington, D. C., 1946, **13**(2). [online]. ISSN: 0021-8936. Dostupné z: https://doi.org/10.1115/1.4009532

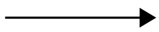
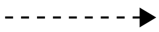
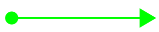
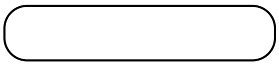
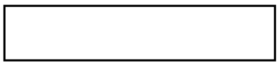
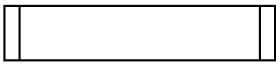
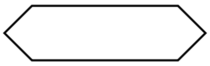
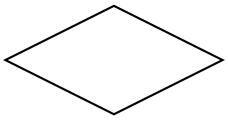
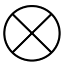
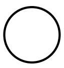
[34] ŠKORPÍK, Jiří. 38. Vznik tlakové ztráty při proudění tekutiny. In: *Transformační technologie*. Brno: Jiří Škopík, 2013. [online]. ISSN: 1804-8293. Dostupné z: https://www.transformacni-technologie.cz/38.html

Online

[35] THERMEXCEL. *Control system temperature*. [online]. Dostupné z: https://www.thermexcel.com/english/ressourc/valves.htm [cit. 10. 05. 2021]

Příloha 1

Vývojový diagram – symboly

Symbol	Význam
	Signál
	Přenos parametrů
	Pravda
	Nepravda
	Začátek/konec programu
	Proces
	Předdefinovaný proces
	Řídící struktura – Cyklus
	Řídící struktura – Podmínka
	Kombinace signálů
	Odkaz na pokračující signál

Příloha 2

XSteam

XSteam je knihovna umožňující výpočet termodynamických veličin páry. V následující tabulce je uveden seznam funkcí, které jsou použity ve výpočtu s příslušnými rozměry. Označení některých veličin je rozdílné od označení veličin v této práci, z důvodu odlišné konvence označování autorů knihovny.

Funkce	**Popis**	**Jednotky**
`T`	Teplota	[°C]
`p`	Tlak	[bar]
`h`	Entalpie	[kJ·kg^{-1}]
`rho`	Hustota	[kg·m^{-3}]
`v`	Měrný objem	[m^3·kg^{-1}]
`my`	Dynamická viskozita	[Pa·s]
`w`	Rychlost zvuku	[m·s^{-1}]
`Cv`	Měrná tepelná kapacita při konstantním objemu	[kJ·kg^{-1}]
`Cp`	Měrná tepelná kapacita při konstantním tlaku	[kJ·kg^{-1}]
`h_prho`	Entalpie funkcí tlaku a hustoty	[kJ·kg^{-1}]
`my_ph`	Dynamická viskozita funkcí tlaku a entalpie	[Pa·s]
`w_ph`	Rychlost zvuku funkcí tlaku a entalpie	[m·s^{-1}]
`Cv_pT`	Měrná tepelná kapacita při konstantním objemu funkcí teploty a tlaku	[kJ·kg^{-1}]
`Cp_pT`	Měrná tepelná kapacita při konstantním tlaku funkcí teploty a tlaku	[kJ·kg^{-1}]

Příloha 3

MATLAB

Následující sekce obsahují zrojové kódy programů a funkcí. Jsou napsány pro programové prostředí MATLAB. Použité textové označení veličin se v některých případech liší od označení popisované v textové části práce. Je to z důvodu nemožnosti používání některých názvů proměnných, například místo součinitele tření λ je použito označení `f`, jedná se ale stále o Darcy-Weisbachův třecí součinitel.

V následující tabulce je uveden přehled notace použité při zápisu kódů.

Notace	**Popis**
`L=10;`	Kód
`% Délka potrubí`	Komentář
`while`	Řídící struktura
`'Cp_pT'`	Textový řetězec
▶	Zalomení – Pokračování dlouhého řádku

3.1 Evakuace

```
% close all;
clear all;
clc

k=1e-4; % Absolutní dsnost [m]
L=10;   % Délka potrubí [m]
D=0.15; % Průměr potrubí [m]

N=100;                  % Počet kroků dělení potrubí
delta_t = 0.10;         % časová krok [s]
maxIterace = 1e4;       % Maximální počet iterací
eps_p_kondenzator = 10; % Koncový rozdíl parní objem -- kondenzátor
```

```

L_dyza=0; % Imaginární délka dýzy na začátku potrubí

V_objem_0=4;            % Počáteční parní objem [m^3]
T_objem_0=273.15+350;   % Počáteční teplota páry v parním objemu [K]
p_objem_0=20e5;         % Počáteční tlak páry v parním objemu [Pa] (1e5Pa=1bar)

p_konden = 0.08e5;      % Tlak v kondenzátoru (v čase neměnný) [Pa]

ucpavka_1_p = 4.23e5;   % Tlak páry v ucpávce 1
ucpavka_1_rho = 1.45;   % Hustata páry v ucpávce 1
ucpavka_1_z = 18;
ucpavka_1_Du = 0.570;
ucpavka_1_delta = 0.6e-3;
ucpavka_1_mi = 0.68;

ucpavka_2_p = 17.98e5;   % Tlak páry v ucpávce 1
ucpavka_2_rho = 6.3;   % Hustata páry v ucpávce 1
ucpavka_2_z = 18;
ucpavka_2_Du = 0.680;
ucpavka_2_delta = 0.6e-3;
ucpavka_2_mi = 0.68;

f=1/((-2*log10((k/D)/3.7))^2);  % Třecí součinitel

A_pipe = pi/4*D^2;  % Průtočná plocha potrubí

do_1 = true;        % Podmínka pro hlavní while cyklus
podkroceni = false; % Podmínka pro zamezení podkoročrní tlaku v parním prostoru

prekroceniMaxIteraci = false;   % Překročení maxima iterací
tau=1;                          % První časový krok

delta_L = L/N;  % Délkový krok

% Místní odpor 5 definovaný pomocí ksi
% loss_5_L = 10;         % Umístění odporu
% loss_5_ksi = 3;        % ksi 0 v prvním kroce
% loss_5_L_img_est = 80;% Odhad ekvivalentní délky, pro ksi=3 L=80m

loss_5_L = 10;          % Umístění odporu
loss_5_time_open = 16;  % Otevírací čas [s]
```

```
loss_5_KVS=800;          % KVS armatury
loss_5_phi_0=0.04;       % Phi 0 armatury
loss_5_L_img_est = 500; % Odhad ekvivalentní délky

% Místní odpor 4
loss_4_L = (0.4+1.9+2.2);            % Poloha ztráty od počátku
loss_4_ksi = koleno(D,D*1.5,k,90);  % Ztrátový součinitel
loss_4_L_img_est = loss_4_ksi*D/f;  % Ekvivalentní délka

% Místní odpor 3
loss_3_L = (0.4+1.9);                % Poloha ztráty od počátku
loss_3_ksi = koleno(D,D*1.5,k,90);  % Ztrátový součinitel
loss_3_L_img_est = loss_3_ksi*D/f;  % Ekvivalentní délka

% Místní odpor 2
loss_2_L = 0.4;                      % Poloha ztráty od počátku
loss_2_ksi = koleno(D,D*1.5,k,90);  % Ztrátový součinitel
loss_2_L_img_est = loss_2_ksi*D/f;  % Ekvivalentní délka

% Místní odpor 1 rezerva
loss_1_L = 0;            % Poloha ztráty od počátku
loss_1_ksi = 0;          % Ztrátový součinitel
loss_1_L_img_est = 0;    % Ekvivalentní délka

while do_1      % hlavní while cyklus
    if tau==1   % určení počátečních parametrů v parním objemu
        p_objem(tau) = p_objem_0;    % tlak
        T_objem(tau) = T_objem_0;    % teplota
        r_objem(tau) = (XSteam('Cp_pT',(p_objem(tau)*1e-5),(T_objem(
            ▶tau)-273.15)) - XSteam('Cv_pT',(p_objem(tau)*1e-5),(
            ▶T_objem(tau)-273.15)))*1000;     % Plynová konstanta
            ▶plynu v parním objemu
        m_objem(tau) = p_objem(tau) * V_objem_0 / (r_objem(tau) *
            ▶T_objem(tau));     % Hmotnos páry v parním objemu
    else
        m_dot_ucpavka_1(tau)=ucpavka(ucpavka_1_p,p_objem(tau-1),
            ▶ucpavka_1_rho,m_objem(tau-1)/V_objem_0,ucpavka_1_z,
            ▶ucpavka_1_Du,ucpavka_1_delta,ucpavka_1_mi)*0.5;
        m_dot_ucpavka_2(tau)=ucpavka(ucpavka_2_p,p_objem(tau-1),
            ▶ucpavka_2_rho,m_objem(tau-1)/V_objem_0,ucpavka_2_z,
            ▶ucpavka_2_Du,ucpavka_2_delta,ucpavka_2_mi)*0.5;
        disp('Průtok ucpávkou č.1: ' + string(m_dot_ucpavka_1(tau))
            ▶+'; a č.2: '+ string(m_dot_ucpavka_2(tau)))

```

```
        m_podkroceni = m_objem(tau-1)-(m_dot_pipe(1,tau-1)-m_dot_ucpavka_1(tau)-m_dot_ucpavka_2(tau))*delta_t;
        T_podkroceni = T_objem(tau-1);
        p_podkorceni = r_objem(tau-1)*m_podkroceni/V_objem_0*T_podkroceni;  % Určení tlaku pro zjištění podkročení
        if  p_podkorceni>=p_konden                          % Kontrola numerického podkročení vlivem konečeného časového kroku
            m_objem(tau) = m_objem(tau-1)-(m_dot_pipe(1,tau-1)-m_dot_ucpavka_1(tau)-m_dot_ucpavka_2(tau))*delta_t;       % Tlak není podkročen a určení hmotnosti plynu v parním objemu
            T_objem(tau) = T_objem(tau-1);                                % Teplota páry v objemu
            p_objem(tau) = r_objem(tau-1)*m_objem(tau)/V_objem_0*T_objem(tau);  % Tlak v objemu
            r_objem(tau) = (XSteam('Cp_pT',(p_objem(tau)*1e-5),(T_objem(tau)-273.15)) - XSteam('Cv_pT',(p_objem(tau)*1e-5),(T_objem(tau)-273.15)))*1000;    % Plynová konstanta páry v parním objemu
        else
            podkroceni = true;   % Při podkročení je výpočet ukončen, nemůže vyjít nižší tlak v parním objemu než je v kondezátoru
            break;               % Ukončení procedury
        end
    end

    disp('Čas: ' + string(tau*delta_t) + ' s; Objem tlak: ' + string(p_objem(tau)*1e-5) + ' bar; ' + 'Kondenzátor tlak: ' + string(p_konden*1e-5) + ' bar');     % Vypisování průběžných hodnot během iterace do konzole

    do_2 = true;                 % Podmínka pro iteraci ekvivalentní délky místní ztráty 5 (ventilu)
    oscilace_iterace = false;    % Podmínka pro oscilaci řešení

    if (tau >= 2)   % Pro první časový krok je použita ekvivalentní délka na počátku odhadnutá, v dalších je použita jako výchozí hodnota délka z předešlého časového kroku
        loss_5_L_img_it(1,tau) = loss_5_L_img_it(iterace,tau-1);   % Ekvivalentní délka z předešlé iterace jako výchozí
        iterace = 1;
```

```
else
    iterace = 1;
    loss_5_L_img_it(iterace,tau) = loss_5_L_img_est;   % Odhad ekvivalentní délky v první iteraci
end

if tau*delta_t <= loss_5_time_open      % Vytvoření charakteristiky otevírání ventilu (lineární)
    loss_5_KV(tau) = (loss_5_phi_0+(1-loss_5_phi_0)*1/(loss_5_time_open/delta_t)*tau)*loss_5_KVS;
else
    loss_5_KV(tau) = 1*loss_5_KVS;
end

while do_2      % Iterace ekvivalentní délky místní ztráty
    clear Mach_pipe_it; % Smazání hodnot z předešlé iterace
    clear p_pipe_it;
    clear T_pipe_it;
    clear a_pipe_it;
    clear rho_pipe_it;
    clear c_pipe_it;

    loss_1_N   = round(loss_1_L_img_est /delta_L);  % Určení počtu dílků na které je rozdělena ekvivalentní délka
    loss_1_N_s = round(loss_1_L /delta_L);          % Index začátku místní ztráty
    loss_1_N_e = loss_1_N_s+loss_1_N;               % Index konce místní ztráty

    loss_2_N   = round(loss_2_L_img_est /delta_L);  % Určení počtu dílků na které je rozdělena ekvivalentní délka
    loss_2_N_s = round(loss_2_L /delta_L);          % Index začátku místní ztráty
    loss_2_N_e = loss_2_N_s+loss_2_N;               % Index konce místní ztráty

    loss_3_N   = round(loss_3_L_img_est /delta_L);  % Určení počtu dílků na které je rozdělena ekvivalentní délka
    loss_3_N_s = round(loss_3_L /delta_L);          % Index začátku místní ztráty
    loss_3_N_e = loss_3_N_s+loss_3_N;               % Index konce místní ztráty

```

```
        loss_4_N   = round(loss_4_L_img_est /delta_L);  % Určení počtu dílků na které je rozdělena ekvivalentní délka
        loss_4_N_s = round(loss_4_L /delta_L);          % Index začátku místní ztráty
        loss_4_N_e = loss_4_N_s+loss_4_N;               % Index konce místní ztráty

        loss_5_N   = round(loss_5_L_img_it(iterace,tau) /delta_L);% Určení počtu dílků na které je rozdělena ekvivalentní délka
        loss_5_N_s = round(loss_5_L /delta_L);% Index začátku místní ztráty
        loss_5_N_e = loss_5_N_s+loss_5_N;% Index konce místní ztráty

        N_imaginarni = N + loss_1_N+ loss_2_N + loss_3_N + loss_4_N+ loss_5_N; % Počet dílků imaginárního potrubí
        L_imaginarni_1 = L + loss_1_L_img_est + loss_2_L_img_est +loss_3_L_img_est + loss_4_L_img_est + loss_5_L_img_it(iterace,tau);  % Délka potrubí zvětšená o imaginární ekvivalentní délky potrubí

        [Mach_pipe_it(:),p_pipe_it(:),T_pipe_it(:),a_pipe_it(:),rho_pipe_it(:),c_pipe_it(:)]=fannoC(f,L_imaginarni_1,D,p_objem(tau),T_objem(tau),p_konden,N_imaginarni);    % Určení termodynamických parametrů pro imaginární délku potrubí
        loss_5_delta_p = (((A_pipe*c_pipe_it(loss_5_N_s)*rho_pipe_it(loss_5_N_s)*3600)^2)/(rho_pipe_it(loss_5_N_e)*(loss_5_KV(tau)^2)*31.62^2))*1e5;    % Tlaková ztáta 5

        if (~((abs(p_pipe_it(loss_5_N_s)-p_pipe_it(loss_5_N_e)-loss_5_delta_p) == 0) || oscilace_iterace))  % Porovnání tlakové ztráty způsobené  místní ztrátou s tlakovou ztrátou ekvivalentní délky, zároveň kontrola oscilace výpočtu
            if p_pipe_it(loss_5_N_s)-p_pipe_it(loss_5_N_e)-loss_5_delta_p >0    % Tlaková ztráta ekvivalentní délky je větší než požadovaná místní ztrátou
                loss_5_L_img_it(iterace+1,tau) = loss_5_L_img_it(iterace,tau) - delta_L*5; % Zmenšení ekvivalentní délky
                if iterace>=3   % Kontrola, zda obkrok není stejná hodnota, což signalizuje oscilaci ve výpoštu
```

```
                    if loss_5_L_img_it(iterace,tau) == loss_5_L_img_it(iterace-2,tau)
                        oscilace_iterace=true;  % Ukončení iterace ekvivalentní délky
                    end
                end
                iterace = iterace+1;    % Inkremetace iterace
            else    % Tlaková ztráta ekvivalentní délky je menší než požadovaná místní ztrátou
                loss_5_L_img_it(iterace+1,tau) = loss_5_L_img_it(iterace,tau) + delta_L*5; % Zvětšení ekvivalentní délky
                if iterace>=3   % Kontrola, zda obkrok není stejná hodnota, což signalizuje oscilaci ve výpoštu
                    if loss_5_L_img_it(iterace,tau) == loss_5_L_img_it(iterace-2,tau)   % Ukončení iterace ekvivalentní délky
                        oscilace_iterace=true;  % Ukončení iterace ekvivalentní délky
                    end
                end
                iterace = iterace+1;    % Inkremetace iterace
            end
        else   % Tlaková ztráta ekvivalentní délky je rovna  požadovaná místní tlakové ztrátě
            do_2=false; % Ukončení cyklu pro iteraci ekvivalentní délky

            Mach_pipe_it=Mach_pipe_it'; % Transpozice vektorů Machova čísla
            p_pipe_it=p_pipe_it';       % Transpozice vektorů tlaku
            T_pipe_it=T_pipe_it';       % Transpozice vektorů teploty
            a_pipe_it=a_pipe_it';       % Transpozice vektorů rychlosti zvuku
            rho_pipe_it=rho_pipe_it';   % Transpozice vektorů hustoty
            c_pipe_it=c_pipe_it';       % Transpozice vektorů rychlosti
            if loss_5_N_s~=loss_5_N_e   % Odstraňování ekvivalentních délek z polí termodynamických veličin
                Mach_pipe_it(((loss_1_N_s+1):(loss_1_N_e))) = [];
                p_pipe_it(((loss_1_N_s+1):(loss_1_N_e))) = [];
                T_pipe_it(((loss_1_N_s+1):(loss_1_N_e))) = [];
```

```
                a_pipe_it(((loss_1_N_s+1):(loss_1_N_e))) = [];
                rho_pipe_it(((loss_1_N_s+1):(loss_1_N_e))) = [];
                c_pipe_it(((loss_1_N_s+1):(loss_1_N_e))) = [];

                Mach_pipe_it(((loss_2_N_s+1):(loss_2_N_e))) = [];
                p_pipe_it(((loss_2_N_s+1):(loss_2_N_e))) = [];
                T_pipe_it(((loss_2_N_s+1):(loss_2_N_e))) = [];
                a_pipe_it(((loss_2_N_s+1):(loss_2_N_e))) = [];
                rho_pipe_it(((loss_2_N_s+1):(loss_2_N_e))) = [];
                c_pipe_it(((loss_2_N_s+1):(loss_2_N_e))) = [];

                Mach_pipe_it(((loss_3_N_s+1):(loss_3_N_e))) = [];
                p_pipe_it(((loss_3_N_s+1):(loss_3_N_e))) = [];
                T_pipe_it(((loss_3_N_s+1):(loss_3_N_e))) = [];
                a_pipe_it(((loss_3_N_s+1):(loss_3_N_e))) = [];
                rho_pipe_it(((loss_3_N_s+1):(loss_3_N_e))) = [];
                c_pipe_it(((loss_3_N_s+1):(loss_3_N_e))) = [];

                Mach_pipe_it(((loss_4_N_s+1):(loss_4_N_e))) = [];
                p_pipe_it(((loss_4_N_s+1):(loss_4_N_e))) = [];
                T_pipe_it(((loss_4_N_s+1):(loss_4_N_e))) = [];
                a_pipe_it(((loss_4_N_s+1):(loss_4_N_e))) = [];
                rho_pipe_it(((loss_4_N_s+1):(loss_4_N_e))) = [];
                c_pipe_it(((loss_4_N_s+1):(loss_4_N_e))) = [];

                Mach_pipe_it(((loss_5_N_s+1):(loss_5_N_e))) = [];
                p_pipe_it(((loss_5_N_s+1):(loss_5_N_e))) = [];
                T_pipe_it(((loss_5_N_s+1):(loss_5_N_e))) = [];
                a_pipe_it(((loss_5_N_s+1):(loss_5_N_e))) = [];
                rho_pipe_it(((loss_5_N_s+1):(loss_5_N_e))) = [];
                c_pipe_it(((loss_5_N_s+1):(loss_5_N_e))) = [];
            end
            Mach_pipe(:,tau)=Mach_pipe_it;  % Pole používané v průběhu iterace vloženo do pole výsledků
            p_pipe(:,tau)=p_pipe_it;
            T_pipe(:,tau)=T_pipe_it;
            a_pipe(:,tau)=a_pipe_it;
            rho_pipe(:,tau)=rho_pipe_it;
            c_pipe(:,tau)=c_pipe_it;
        end
    end

     m_dot_pipe(1,tau)=A_pipe*(c_pipe(2,tau)*rho_pipe(2,tau));  % Výpočet hmotnostního toku potrubím
```

```
    time=(tau-1)*delta_t;   % Výpočet aktuálního času

    if (tau>=maxIterace)    % Kontrola maxima iterací
        do_1 = false;
        prekroceniMaxIteraci = true;
    elseif tau>=2
        if p_objem(tau)-p_konden < eps_p_kondenzator % Kontrola podkročení tlaku v parním objemu
            do_1 = false;
        else
            tau=tau+1; % Posunutí o časový krok tau
        end
    else
        tau=tau+1; % Posunutí o časový krok tau
    end
end
if podkroceni == true
    tau=tau-1;
end

% Průběžný výpis hodnot iterace do konzole
if prekroceniMaxIteraci == true
    disp('Překročení hranice maximálního počtu iterací: ' + string(maxIterace));
else
    casEvakuace = tau*delta_t;
    disp('Čas: ' + string(tau*delta_t) + ' s; Objem tlak: ' + string(p_objem(tau)*1e-5) + ' bar; ' + 'Kondenzátor tlak: ' + string(p_konden*1e-5) + ' bar');
    disp('Čas evakuace: ' + string(casEvakuace) + ' s');
end

L_pipe = [0, L_dyza+linspace(0,L,N)];  % Délka potrubí zvětšená o imaginární délku dýzy
plot(L_pipe,c_pipe) % Vykreslení hodnot rychlosti podél délky potrubí, výměnou druhého členu lze vykreslit jakýkoliv prběh termodynamické veličiny podél potrubí
```

Algoritmus 3.1: Hlavní skript výpočtu evakuace

3.2 Fannův děj

```
function [MachOUT,pOUT,TOUT,aOUT,rhoOUT,cOUT] = fannoC(f,L,D,p_01,T_01,p_b,N)
% Výpočet parametrů proudícího plynu v potrubí s vlivem tření

r = (XSteam('Cp_pT',p_01*1e-5,T_01-273.15)-XSteam('Cv_pT',p_01*1e-5,T_01-273.15))*1000;  % Specifická plynová konstanta
kappa = XSteam('Cp_pT',p_01*1e-5,T_01-273.15) / XSteam('Cv_pT',p_01*1e-5,T_01-273.15);   % Poissonova konstanta

a_01 = sqrt(kappa*r*T_01);  % Rychlost zvuku plynu v parním objemu
rho_01 = p_01/(r*T_01);     % Hustota plynu v parním objemu

iteraceMax = 1e5;   % Maximalní počet iterací
eps_1 = 1e-4;       % Residuum iterace
eps_2 = 1e-9;       % Epsilon oscilace řešení při iteraci
Ma_range = [1e-15,1];

do_1 = true;    % while
do_2 = true;    % while
iterace = 1;
kIterace = 1;
prumerRes(kIterace) = 0;

p_bKUp_01 = p_b/p_01;   % Tlakový poměr parní objem -- kondenzátor
fLD = f*L/D;            % fLD parametr popisující potrubí

fun3 = @(Ma)(tables.pipe_fLD(Ma,kappa)-fLD);
Ma_Cri = fzero(fun3,Ma_range);  % Maximální Machovo číslo na vstupu do potrubí při fLD
epsilon_Cri = 1/tables.pipe_p(Ma_Cri,kappa) * tables.nozzle_p(Ma_Cri,kappa);

if fLD == 0
    epsC = (2/(kappa+1))^(kappa/(kappa-1));
    if p_bKUp_01<=epsC
        Ma_1 = 1;
    else
        fun4 = @(Ma)tables.nozzle_p(Ma,kappa)-p_bKUp_01;
        Ma_1 = fzero(fun4,Ma_range);
    end
    MachOUT = zeros(1,2);
```

```
    MachOUT(1) = 0;
    MachOUT(2) = Ma_1;

    pOUT = zeros(1,2);
    pOUT(1) = p_01;
    pOUT(2) = p_01 * tables.nozzle_p(Ma_1,kappa);

    TOUT = zeros(1,2);
    TOUT(1) = T_01;
    TOUT(2) = T_01*tables.nozzle_T(Ma_1,kappa);

    aOUT = zeros(1,2);
    aOUT(1) = a_01;
    aOUT(2) = a_01 * tables.nozzle_a(Ma_1,kappa);

    rhoOUT = zeros(1,2);
    rhoOUT(1) = rho_01;
    rhoOUT(2) = rho_01 * tables.nozzle_rho(Ma_1,kappa);

    cOUT = MachOUT.*aOUT;

elseif p_bKUp_01<=epsilon_Cri   % Nadkritické proudění
    Ma_e = 1;   % Výstupní Machovo číslo
    fun2 = @(Ma)(tables.pipe_fLD(Ma,kappa)-fLD);
    Ma_1 = fzero(fun2,Ma_range);    % Vstupní Machovo číslo

    MachOUT = zeros(1,N);   % Inicializace polí
    pOUT = zeros(1,N);
    TOUT = zeros(1,N);
    aOUT = zeros(1,N);
    rhoOUT = zeros(1,N);

    L_k = linspace(0,L,N);  % Dílky potrubí
    fLD_k = (f/D)*L_k;      % Parametr fLD
    fLD_c = tables.pipe_fLD(Ma_1,kappa);    % Kritické fLD

    p1OUT = p_01 * tables.nozzle_p(Ma_1,kappa); % Určení výstupních parametrů
    T1OUT = T_01 * tables.nozzle_T(Ma_1,kappa);
    a1OUT = a_01 * tables.nozzle_a(Ma_1,kappa);
    rho1OUT = rho_01 * tables.nozzle_rho(Ma_1,kappa);

    for i=1:(N-1)   % Určení parametrů podél délky potrubí
        fun = @(Ma)(tables.pipe_fLD(Ma,kappa)-(fLD_c-fLD_k(i)));
```

```
        MachOUT(i) = fzero(fun,Ma_range);

        pOUT(i) = p1OUT * tables.pipe_p(MachOUT(i),kappa) * 1/tables.pipe_p(Ma_1,kappa);
        TOUT(i) = T1OUT * tables.pipe_T(MachOUT(i),kappa) * 1/tables.pipe_T(Ma_1,kappa);
        aOUT(i) = a1OUT * tables.pipe_a(MachOUT(i),kappa) * 1/tables.pipe_a(Ma_1,kappa);
        rhoOUT(i) = rho1OUT * tables.pipe_rho(MachOUT(i),kappa) * 1/tables.pipe_rho(Ma_1,kappa);
    end
    MachOUT(N) = Ma_e;

    pOUT(N) =  p1OUT * tables.pipe_p(MachOUT(N),kappa) * 1/tables.pipe_p(Ma_1,kappa);
    TOUT(N) =  T1OUT * tables.pipe_T(MachOUT(N),kappa) * 1/tables.pipe_T(Ma_1,kappa);
    aOUT(N) =  a1OUT * tables.pipe_a(MachOUT(N),kappa) * 1/tables.pipe_a(Ma_1,kappa);
    rhoOUT(N) = rho1OUT * tables.pipe_rho(MachOUT(N),kappa) * 1/tables.pipe_rho(Ma_1,kappa);

    MachOUT = [0, MachOUT]; % Vrácení polí hodnot
    pOUT = [p_01, pOUT];
    TOUT = [T_01, TOUT];
    aOUT = [a_01, aOUT];
    rhoOUT = [rho_01, rhoOUT];

    cOUT = MachOUT.*aOUT;   % Určení rychlosti podél potrubí
else
    Ma_1_iterace(iterace)= fzero(fun3,Ma_range)*0.95; % Odhad vstupního Machova čísla
    while (do_1 && do_2)==true  % Iterace vstupního Machova čísla
        fLD_1 = tables.pipe_fLD(Ma_1_iterace(iterace),kappa);
        fLD_e = fLD_1 - fLD;
        if fLD_e<=0     % Kritické proudění
            fLD_e = 0;
            do_2 = false;
        end
        fun1 = @(Ma)(tables.pipe_fLD(Ma,kappa)-fLD_e);
        Ma_e = fzero(fun1,Ma_range);    % Zjištění vstupního Machova čísla
```

```
        ratio = tables.pipe_p(Ma_e,kappa) * 1/tables.pipe_p(
            ▶Ma_1_iterace(iterace),kappa) * tables.nozzle_p(
            ▶Ma_1_iterace(iterace),kappa);
        residuum(iterace) = p_bKUp_01-ratio;    % Určení residua
            ▶iterace
        if  abs(residuum(iterace))<=eps_1 || iterace>=iteraceMax
            ▶% Ukončovací podmínka
            do_1 = false;
        elseif do_2
            if iterace>50 && mod(iterace,20)==0 % Zjištění residu a
                ▶jako průměr posledních 20 hodnot
                kIterace = kIterace+1;
                prumerRes(kIterace) = mean(residuum((iterace-20):
                    ▶iterace));
                if (abs(prumerRes(kIterace)-prumerRes(kIterace-1))<=
                    ▶eps_2)
                    do_1 = false;
                end
            end
            if (residuum(iterace))<0
                Ma_1_iterace(iterace+1) = 1.001*Ma_1_iterace(iterace
                    ▶);  % Zvětšení vstupního Machova čísla
            else
                Ma_1_iterace(iterace+1) = 0.999*Ma_1_iterace(iterace
                    ▶);  % Zmenšení vstupního Machova čísla
            end
            iterace = iterace+1;    % Inkrementace iterace
        end
    end

    Ma_1 = Ma_1_iterace(iterace);   % Výsledné vstupní Machovo číslo

    MachOUT = zeros(1,N);   % Inicializace výstupních polí
    pOUT = zeros(1,N);
    TOUT = zeros(1,N);
    aOUT = zeros(1,N);
    rhoOUT = zeros(1,N);

    L_k = linspace(0,L,N);  % Rozdělení potrubí na dílky
    fLD_k = (f/D)*L_k;
    fLD_c = tables.pipe_fLD(Ma_1,kappa);

    p1OUT = p_01 * tables.nozzle_p(Ma_1,kappa); % Hodnoty ve výstupu
        ▶ potrubí
```

```
    T1OUT = T_01 * tables.nozzle_T(Ma_1,kappa);
    a1OUT = a_01 * tables.nozzle_a(Ma_1,kappa);
    rho1OUT = rho_01 * tables.nozzle_rho(Ma_1,kappa);

    for i=1:N   % Určení parametrů podél délky potrubí
        if fLD_k(i)>=fLD_c
            fLD_k(i) = fLD_c;
        end
        fun = @(Ma)tables.pipe_fLD(Ma,kappa)-(fLD_c-fLD_k(i));
        MachOUT(i) = fzero(fun,Ma_range);

        pOUT(i) =  p1OUT * tables.pipe_p(MachOUT(i),kappa) * 1/
           ▶tables.pipe_p(Ma_1,kappa);
        TOUT(i) =  T1OUT * tables.pipe_T(MachOUT(i),kappa) * 1/
           ▶tables.pipe_T(Ma_1,kappa);
        aOUT(i) =  a1OUT * tables.pipe_a(MachOUT(i),kappa) * 1/
           ▶tables.pipe_a(Ma_1,kappa);
        rhoOUT(i) = rho1OUT * tables.pipe_rho(MachOUT(i),kappa) * 1/
           ▶tables.pipe_rho(Ma_1,kappa);
    end

    MachOUT = [0, MachOUT]; % Výsledné pole na vrácení
    pOUT = [p_01, pOUT];
    TOUT = [T_01, TOUT];
    aOUT = [a_01, aOUT];
    rhoOUT = [rho_01, rhoOUT];

    cOUT = MachOUT.*aOUT;
end
end
```

Algoritmus 3.2: Funkce pro výpočet parametrů plynu proudícího potrubím s vlivem tření

3.3 Tabulky pro určení termodynamických veličin

```
classdef tables
    properties
    end

    methods (Static)
        %% Izoentropická expanze v dýze. Vztahy veličin funkcí Machova čísla a Poissonovy konstanty
        function [pomer] = nozzle_T(Mach,kappa)
            pomer=1/((1+(kappa-1)/2*Mach^2));
        end

        function [pomer] = nozzle_p(Mach,kappa)
            pomer=1/((1+(kappa-1)/2*Mach^2)^((kappa)/(kappa-1)));
        end

        function [pomer] = nozzle_rho(Mach,kappa)
            pomer=1/((1+(kappa-1)/2*Mach^2)^(1/(kappa-1)));
        end

        function [pomer] = nozzle_a(Mach,kappa)
            pomer=1/((1+(kappa-1)/2*Mach^2)^(1/2));
        end

        %% Proudění v potrubí s vlivem tření. Vztahy veličin funkcí Machova čísla a Poissonovy konstanty
        function [pomer] = pipe_fLD(Mach,kappa)
            pomer=(1-Mach^2)/(kappa*Mach^2)+(kappa+1)/(2*kappa)*log(((kappa+1)*Mach^2)/(2+(kappa-1)*Mach^2));
        end

        function [pomer] = pipe_p(Mach,kappa)
            pomer=1/Mach*sqrt((kappa+1)/(2+(kappa-1)*Mach^2));
        end

        function [pomer] = pipe_T(Mach,kappa)
            pomer=(kappa+1)/(2+(kappa-1)*Mach^2);
        end

        function [pomer] = pipe_a(Mach,kappa)
```

```
            pomer=sqrt((kappa+1)/(2+(kappa-1)*Mach^2));
        end

        function [pomer] = pipe_rho(Mach,kappa)
            pomer=1/Mach*sqrt((2+(kappa-1)*Mach^2)/(kappa+1));
        end

        function [pomer] = pipe_p_0(Mach,kappa)
            pomer=1/Mach*((2+(kappa-1)*Mach^2)/(kappa+1))^((1/2)*(
               ▶kappa+1)/(kappa-1));
        end

    end
end
```

Algoritmus 3.3: Funkce pro určení termodynamických veličin

3.4 Ztrátový koeficient – koleno

```
function [K] = koleno(D,R,k,delta)
    % D-průměr potrubí
    % R-poloměr ohybu potrubí
    % k-absolutní drsnost
    % delta-úhel ohybu
    C_1=1;  % Koeficient tvaru průřezu
    k_Re=1; % Koeficient vlivu Reynoldsova čísla

    R_D = R/D;  % Ohyb ku průměru
    k_D = k/D;  % Poměrná drsnost

    if delta <=70   % Koeficient A1
        A_1=0.9*sin(2*pi/360*delta);
    elseif delta <100
        A_1=1;
    else
        A_1=0.7+0.3*delta/90;
    end

    if R_D <=1 %Koeficient B1
        B_1=0.21/(R_D^2.5);
    else
        B_1=0.21/(sqrt(R_D));
    end

    if R_D<0.5  % Koeficient k_D
        if k_D <= 1e-3
            k_delta=1+(0.5e3)*k_D;
        else
            k_delta=1.5;
        end
    elseif R_D<1.5
        if k_D < 1e-3
            k_delta=1+(1e3)*k_D;
        else
            k_delta=2;
        end
    else
        if k_D < 1e-3
            k_delta=1+(1e6)*k_D^2;
        else
```

```
            k_delta=2;
        end
    end

    lambda=1/((-2*log10(k_D/3.7))^2);   % Třecí součinitel

    K_L=A_1 * B_1 * C_1 * k_Re * k_delta;   % Místní ztrátový souč
        ▶initel

    K_F=2*pi/360*delta*R_D*lambda;  % Třecí ztátový součinitel

    K = K_L + K_F;  % Výsledný ztrátový součinitel
end
```

Algoritmus 3.4: Funkce pro určení ztrátového koeficientu potrubního ohybu

3.5 Výpočet průtoku ucpávkou

```
function [m_dot] = ucpavka(p_1,p_2,rho_1,rho_2,z,D,D_vule,mi)
% Ucpávka
% Výpočet hmotnostního toku ucpávkou
% p_1,2 tlaky na ucpávce
% rho_1,2 hustoty páry
% z počet břitů v ucpávce
% D průměr ucpávky
% D_vule radiální vůle v ucpávce
% mi tvarovy soucinitel
eps_2cr = 0.13; % Druhy kritický poměr
if p_1>p_2          % Určení směru proudění v ucpávce podle tlakového spádu
    p_vstup = p_1;
    p_vystup = p_2;
    eps=p_vystup/p_vstup;   % Tlakový spád
    v=1/rho_1;              % Měrný objem
    smer_proudu = 1;
else
    p_vstup = p_2;
    p_vystup = p_1;
    eps=p_vystup/p_vstup;   % Tlakový spád
    v=1/rho_2;              % Měrný objem
    smer_proudu = -1;
end
beta_g = sqrt(((1-eps_2cr)*(1-eps^2)-eps_2cr*((1-eps)/z)^2)/(z*(1-eps_2cr)^2)); % Beta 1 koeficient
A = pi * D * D_vule;                             % Průtočná plocha ucpávky
m_dot = smer_proudu*1.4*0.667*mi*A*beta_g*sqrt(p_vstup/v);  % Hmotnostní průtok ucpávkou
end
```

Algoritmus 3.5: Funkce pro výpočet průtoku labyrintovou ucpávkou