

**ČESKÉ VYSOKÉ
UČENÍ TECHNICKÉ
V PRAZE**

**FAKULTA
STROJNÍ**



**NUMERICKÉ SIMULACE
PROUDĚNÍ V UCPÁVCE
KOMPRESORU**

2019

**ZUZANA
LINHARTOVÁ**

Stránka pro zadání diplomové práce

Prohlašuji, že jsem diplomovou práci vypracovala samostatně pod vedením vedoucího diplomové práce a uvedla jsem všechny použité podklady a literaturu.

V Praze dne 11. ledna 2019

Zuzana Linhartová

Poděkování

Ráda bych velmi poděkovala vedoucímu diplomové práce Ing. Karlu Peterovi, Ph.D. za ochotu, rady a připomínky. Velké díky patří mým kolegům z R&D Howden ČKD Compressors za vše, co jsem se během svého působení zde naučila. V neposlední řadě děkuji svým blízkým, nejvíce rodičům, za neúnavnou podporu při mé cestě za vzděláním.

Anotační list

Jméno autora: Zuzana

Příjmení autora: Linhartová

Název práce česky: Numerické simulace proudění v ucpávce kompresoru

Název práce anglicky: Numerical simulations of flow in a compressor seal

Rozsah práce:

počet stran: 66

počet obrázků: 53

počet tabulek: 11

počet příloh: 1

Akademický rok: 2018/2019

Jazyk práce: Čeština

Ústav: Ústav procesní a zpracovatelské techniky

Studijní program: Strojní inženýrství

Vedoucí práce: Ing. Karel Petera, Ph.D.

Oponent:

Konzultant práce:

Zadavatel: Howden ČKD Compressors s.r.o.

Anotace česky: Tato práce zkoumá pomocí numerických a experimentálních metod proudění v labyrintové ucpávce radiálního kompresoru. K tomu je uvedena teorie labyrintových ucpávek a numerického modelování. Je zde popsáno experimentální měření na zkušebním dmychadle a příprava numerické simulace. Na základě výsledků CFD simulací je vysvětlen průběh důležitých veličin v ucpávce a určen hmotnostní průtok. V závěru jsou tyto poznatky použity ke korigování analytické rovnice na výpočet průtoku labyrintovou ucpávkou.

Anotace anglicky: This thesis examines both numerically and experimentally a flow through labyrinth seal of a centrifugal compressor. Therefore the basic theory of labyrinth seals and numerical methods is introduced. The experimental measurement of a testing blower with different seals and preparation of a numerical simulation is described here. The mass flow rate and the dependency of quantities is explained on the basis of CFD simulations. The acquired knowledge is used for correcting an analytical equation of a mass flow rate through stepped labyrinth seal.

Klíčová slova: Labyrintová ucpávka, radiální kompresor, numerická simulace, CFD, CFX, korekce

Využití: Výpočet průtoku ucpávkou.

Obsah

1	Úvod	1
1.1	Struktura práce	1
2	Teorie	3
2.1	Radiální kompresory	3
2.2	Labyrintové ucpávky	5
2.3	Proudění v labyrintové ucpávce	5
2.3.1	Vliv tření rotujícího kotouče	6
2.4	Výpočet průtoku ucpávkou	7
2.5	Výpočtová dynamika tekutin	11
2.5.1	Základní rovnice	12
2.5.2	Modelování turbulence	13
2.5.3	RANS modely turbulence v CFX	15
2.5.4	Mezní vrstva	17
3	Experimentální měření	19
3.1	Popis zařízení	20
3.2	Vyhodnocení	21
3.2.1	Celkové charakteristiky stupně	21
3.2.2	Výpočet průtoku ucpávkou z diferenčního snímače tlaku	25
4	CFD simulace	27
4.1	Geometrie modelu	27
4.2	Výpočetní síť	29
4.3	Výpočetní model	32
4.3.1	Model turbulence	32
4.3.2	Okrajové podmínky	33
4.3.3	Ostatní nastavení	34
5	Vyhodnocení	35
5.1	Simulace ucpávky kompresoru	35
5.1.1	Tlakový a rychlostní profil	35
5.1.2	Teplotní profil	37
5.1.3	Hmotnostní průtok	39
5.2	Simulace stupně kompresoru	41
5.2.1	Charakteristika kompresoru	41
5.2.2	Tlakový a teplotní profil v ucpávce	43
5.2.3	Průtok ucpávkou	45

6	Korekce průtoku ucpávkou	48
6.1	Opravný součinitel na tvar labyrintu	49
6.2	Opravný součinitel na vůli v ucpávce	51
6.3	Celková korekce	52
7	Závěr	55
	Použité symboly	57
	Literatura	59
	Seznam obrázků	61
	Seznam tabulek	62
A	Nelineární regrese v Matlabu	64

Úvod

Radiální kompresory se vyskytují v celé řadě průmyslových odvětví. Díky velkým průtočným množstvím a vysokým stlačením se používají jako procesní kompresory při zpracování ropy, výrobě chemických sloučenin nebo dopravě plynů a mnohém dalším. Velký důraz je kladen na zlepšování jejich účinnosti, stejně jako na snižování nákladů. Kromě vylepšování parametrů v hlavní průtočné sekci to vede ke zvyšování nároků i na další konstrukční části, mezi něž patří bezdotykové ucpávky.

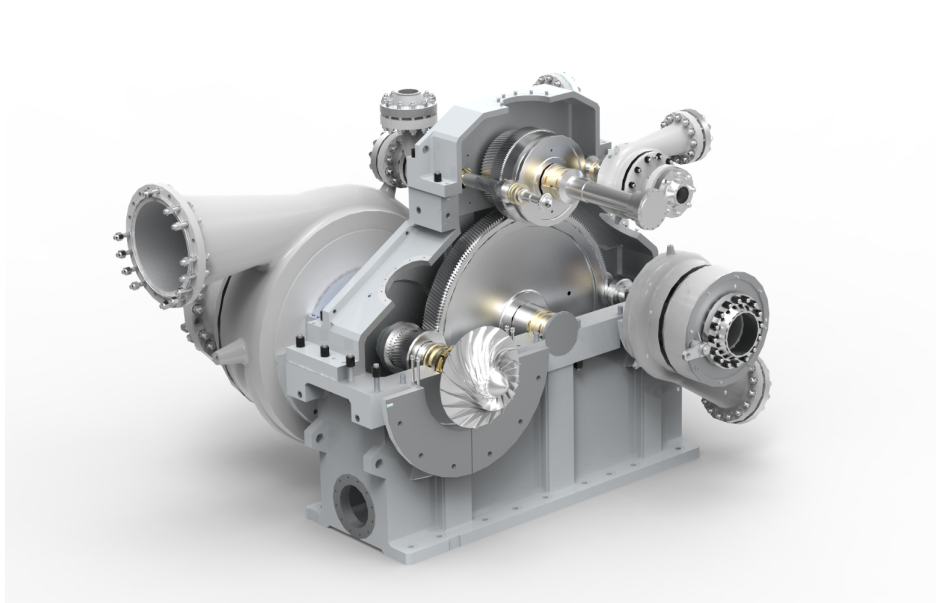
Ucpávky uvnitř kompresoru vytvářejí odpor proti proudění mezi prostory s různými tlaky. Protože jedna ze stěn tohoto prostoru se otáčí s vysokou obvodovou rychlostí, je vyloučené použití kontaktních těsnění. U bezdotykových ucpávek vždy vzniká určitý ztrátový průtok. Tento hmotnostní tok negativně ovlivňuje účinnost stroje a je tak snaha ho co nejpřesněji určit. Přestože při určování průtoku ucpávkou se spoléháme na experimentálně stanovené koeficienty, znalost proudění a těsnicího mechanismu uvnitř je nezbytná. Dává nám podklady k lepšímu návrhu součásti a možnosti minimalizovat ucpávkovou ztrátu. Protože experimentální pozorování a měření proudění ucpávkou by bylo časově a finančně nákladné, využíváme zde prostředky numerických simulací.

Stanovení průtoku ucpávkou řešil i zadavatel této práce, Howden ČKD Compressors s.r.o. Jde o společnost s dlouhou tradicí výroby radiálních kompresorů (na obrázku 1.1 převodový kompresor). Návrh kompresoru probíhá pomocí programu, jehož součástí je i výpočet ucpávkové ztráty. Vztah pro průtok ucpávkou byl odvozen na základě měření, s ohledem na rozptyl používaných geometrií byl však nastaven silně konzervativně. Cílem této práce je ověřit a zpřesnit vztah pro stupňovitou labyrintovou ucpávku pomocí numerických simulací a navrhnout vhodnou korekci tak, aby vstupní údaje výpočtu zůstaly zachovány.

1.1 Struktura práce

První část této práce se zabývá radiálními kompresory. Jsou zde popsány jednotlivé části stroje a představeny termíny používané v práci. Dále se věnujeme bezkontaktním labyrintovým ucpávkám a teorii proudění v nich. S tím souvisí i různé analytické rovnice a přístupy k výpočtu průtoku ucpávkou. Kapitola uzavírá základy teorie numerických simulací, popis některých turbulentních modelů a mezní vrstvy.

V další části je vyhodnoceno experimentální měření provedené na zkušební dmychadle. Je zde popsáno zkušební zařízení a vliv ucpávkové vůle na charakteristiku kompresoru



Obrázek 1.1: Řez převodovým kompresorem (Howden, 2018)

Třetí část práce se věnuje přípravě numerické simulace. Je zde vylíčen postup od tvorby geometrie a výpočetní sítě až po volbu turbulentního modelu a dalšího nastavení v řešiči CFX. Jsou zde uvedeny oba použité přístupy k výpočtu ucpávky, tedy simulace samotné ucpávky a simulace stupně kompresoru.

V další kapitole jsou uvedeny výsledky numerických simulací. Na grafických výstupech z CFD lze pozorovat průběh proudění v ucpávce a ověřit teoretický popis. Z výsledků CFD je možné sledovat vliv ucpávkové vůle na celkovou charakteristiku stroje i na průtok ucpávkou. V této části jsou porovnány výsledky průtoku ucpávkou ze simulace ucpávky a stupně kompresoru.

V předposlední kapitole práce porovnává výsledky numerických simulací a analytické rovnice používané u zadavatele práce. Na základě tohoto porovnání je odvozena korekce na průtok ucpávkou a na ucpávkovou vůli. Nakonec jsou shrnuty výsledky práce a uvedena doporučení pro další výzkum průtoku labyrintovou ucpávkou.

Teorie

2.1 Radiální kompresory

Stupeň radiálního kompresoru se skládá z oběžného kola, difuzoru a vratného kanálu nebo výstupní spirály. U jednohřídelových kompresorů jsou dva následující stupně většinou spojeny vratným kanálem. Naproti tomu kola převodového kompresoru jsou umístěna přímo na hřídelích převodovky. Každé kolo má vlastní výstupní spirálu, která je potrubím spojena s dalším stupněm. Základní princip komprese je v obou případech stejný, zde popsané uspořádání odpovídá jednohřídelovému kompresoru. Značení použité v následující části, popisující radiální kompresor, odpovídá rovinám na obrázku 2.1.

Oběžné kolo

Mezi rovinami „0“ a „3“ se nachází průtočný prostor oběžného kola, které se točí s frekvencí n_u . Nasávaný plyn se pohybuje působením odstředivých sil od středu oběžného kola k vnějšímu obvodu. V sací části mezi „0“ a „1“ dochází vlivem aerodynamických ztrát k poklesu celkového tlaku, jak je vyznačeno v grafu na obrázku 2.1. Mezi rovinami „1“ a „3“ je kolo lopatkové. Lopatky předávají stlačovanému plynu mechanickou energii, současně dochází ke kompresi, nárůstu teploty a rychlosti. Velikost vektorů v rychlostním trojúhelníku nejvíce ovlivňuje tvar lopatek.

Pro popis rychlosti oběžného kola se používá Machovo srovnávací číslo.

$$M = \frac{u_2}{\sqrt{\kappa r T_0}} \quad (2.1)$$

u_2 je obvodová rychlost oběžného kola v rovině za oběžným kolem, r měrná plynová konstanta (pro vzduch $r = 287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$), T_0 teplota v rovině „0“, κ Poissonova konstanta.

$$u_2 = \frac{\pi D_2 n_u}{60} \quad (2.2)$$

D_2 je průměr a n_u otáčky oběžného kola.

Oběžné kolo se skládá z lopatek, které jsou ohraničeny na obrázku 2.1 z levé strany krycím a z pravé strany nosným kotoučem. V případě otevřeného oběžného kola chybí krycí kotouč. Tyto kola se používají hlavně pro vyšší obvodové rychlosti nebo stlačování znečištěných plynů. Lopatky mohou být tzv. 2D nebo 3D. Tvar 2D lopatky vzniká rozvinutím válcové plochy, 3D lopatky jsou prostorově tvarované a mají vyšší účinnost.

Difuzor

Difuzor je statorová část mezi rovinami „3“ a „4“. Kinetická energie plynu se přeměňuje na tlakovou, statický tlak tedy roste. Celkový tlak vlivem ztrát v celém kanálu za oběžným kolem klesá.

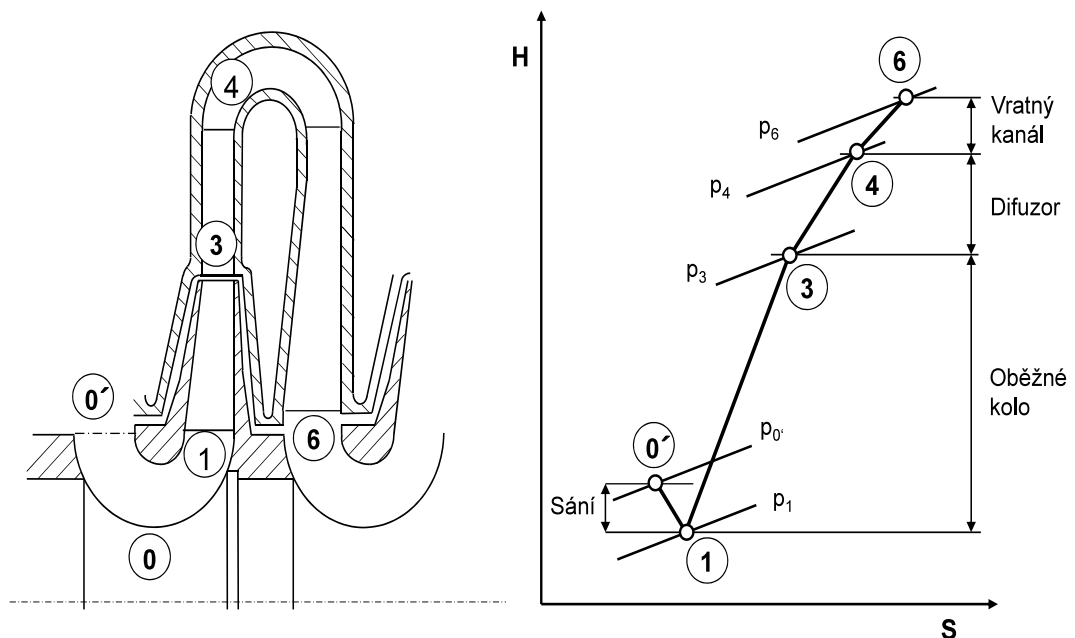
Difuzor může být lopatkový nebo bezlopatkový. Bezlopatkový difuzor má v porovnání s lopatkovým nižší maximální účinnost, ale relativně vysokou účinnost v širším rozsahu průtočného množství. Protože difuze probíhá méně intenzivně, musí být bezlopatkový difuzor delší v radiálním směru.

Vratný kanál

Vratným kanálem (mezi rovinami „4“ a „6“) je plyn přiváděn na sání dalšího stupně a dokončuje se přeměna kinetické energie. Rovná část kanálu může být vybavena lopatkami, které usměrňují proud před vstupem do oběžného kola.

Ucpávky

V průtočné části radiálního kompresoru se vyskytují dvě vnitřní ucpávky. Ucpávka krycího kotouče zabráňuje proudění z výtlačku oběžného kola do sání (mezi rovinami „3“ a „0“). Ucpávka nosného kotouče brání průchodu plynu z vratného kanálu zpět za oběžné kolo (z roviny „6“ do „3“). V kompresoru tedy vždy maříme část dodané práce na opakované stlačení plynu, který proudí ucpávkami. Jinak řečeno, výsledné dopravované množství je nižší než množství stlačované v kole o ucpávkové ztráty. Zároveň plyn po průchodu ucpávkou krycího kotouče má vyšší teplotu než nasávaný plyn, se kterým se mísí a zvyšuje teplotu na sání.



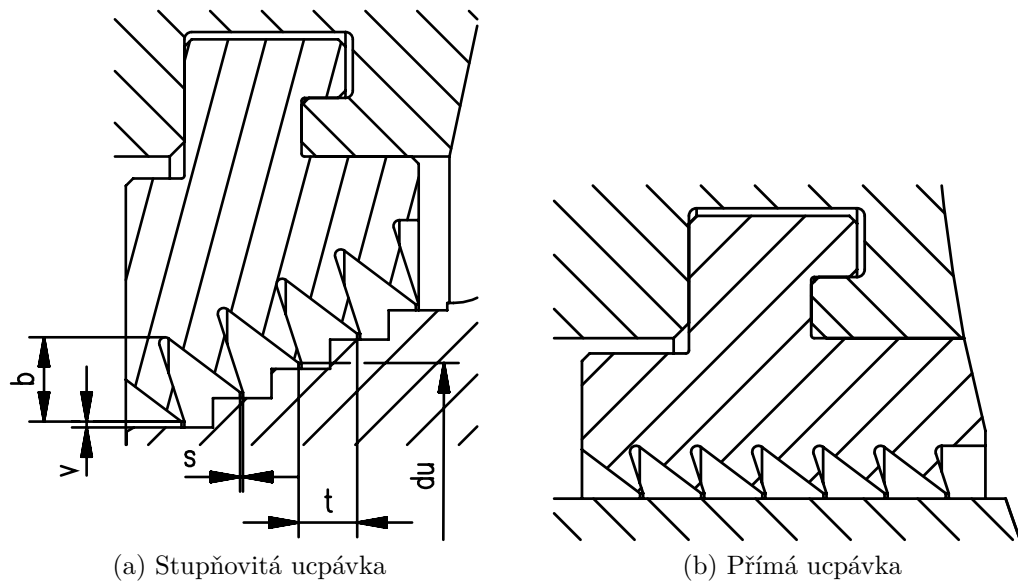
Obrázek 2.1: Stupeň radiálního kompresoru (Oldřich, 2018)

2.2 Labyrintové ucpávky

Bezkontaktní ucpávky se využívají k těsnění rotačních součástí při vysokých obvodových rychlostech a teplotách. V těchto případech je vyloučené použití kontaktních pryžových těsnění, která by se třením zničila. Z toho důvodu jsou i přes určitou propustnost upřednostňovány bezkontaktní ucpávky. Nacházejí uplatnění hlavně u tepelných turbín, spalovacích turbín v letectví nebo turbokompresorů. Nejrozšířenějším typem bezkontaktních ucpávek jsou ucpávky labyrintové, kterými se zabývá tato práce.

Labyrintové ucpávky se skládají ze série břitů a komůrek, které tvoří odpor proti proudění plynu. Podle typu labyrintu jsou břity umístěny na straně rotoru nebo statoru. Mohou být vysoustruženy, nebo vyrobeny z plechů, které se zatěmují do nosiče. Ucpávka může tvořit i samostatnou součást, která se například zalisuje do skříně. V závodě zadavatele se ucpávka upevňuje pomocí mechanického zámku do statorové mezistěny. Zámek zajišťuje společné dilatování ocelové nebo litinové mezistěny a hliníkové ucpávky. Ucpávka je dělená a do mezistěny se musí při montáži zatáčet.

Propustnost labyrintu závisí na jeho typu, tvaru a počtu břitů. Labyrintové ucpávky se dělí na přímé, odstupňované (tzv. pravé labyrinty) a stupňovité (obrázek 2.2). Na zkušebním dmychadle je přímá ucpávka nosného kotouče a stupňovitá u krycího kotouče.



Obrázek 2.2: Ucpávky v radiálním kompresoru

Vůle mezi břitem ucpávky a rotorem se volí nejmenší možná, aby za provozu nedošlo ke kontaktu. Vůle za provozu se oproti montážní vůli zmenšuje. Na tuto změnu má vliv teplotní roztažnost a rotace, která deformuje oběžné kolo.

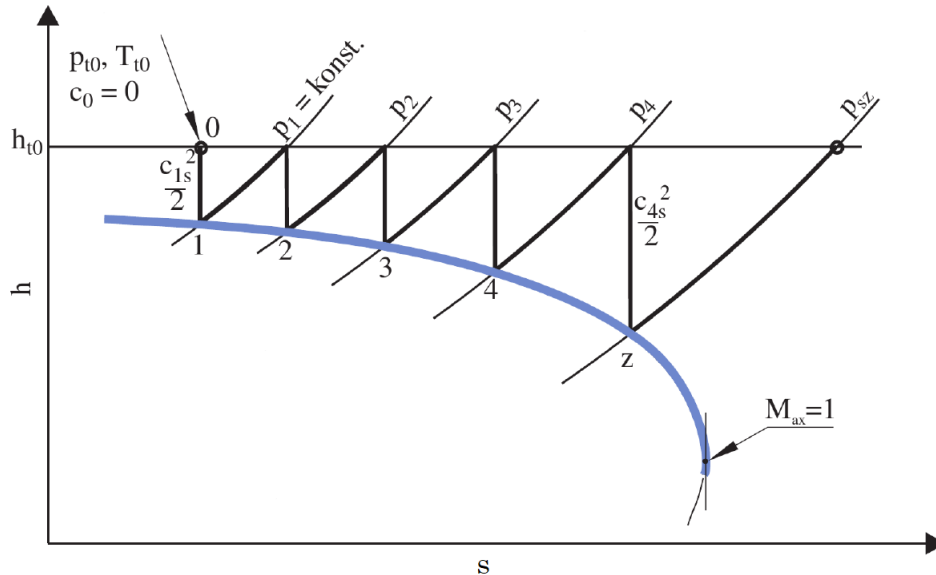
Ucpávka se vyrábí z měkčího materiálu (např. slitiny hliníku) než rotor. V případě kontaktu se tak opotřebí jen břit a nedojde k poškození oběžného kola.

2.3 Proudění v labyrintové ucpávce

Štěrbina mezi rotorem a statoru je břity labyrintové ucpávky rozdělena do řady komůrek. V těch probíhá postupné škrcení plynu. Průběh ideálního děje lze znázornit v diagramu entalpie - entropie ($h - s$) pomocí tzv. Fannovy křivky (modře na obrázku

2.3). Ta představuje průtok štěrbinou o stejném průřezu a součiniteli tření jako je na vrcholu břitů. Pokles tlaku v takovém případě je způsoben pouze třením. Na křivce platí rovnice kontinuity ($m/S = \text{konst.}$, m je hmotnostní průtok, S plocha mezikruží mezi břitem a rotorem), a tak se vzrůstajícím měrným objemem roste rychlost plynu. V ideálním případě se celková entalpie po průchodu plynu ucpávkou nezmění.

Proudění v ucpávce lze rozdělit do dvou úseků:



Obrázek 2.3: Odvození průtoku ucpávkou pomocí Fannovy křivky (Braun, 2016)

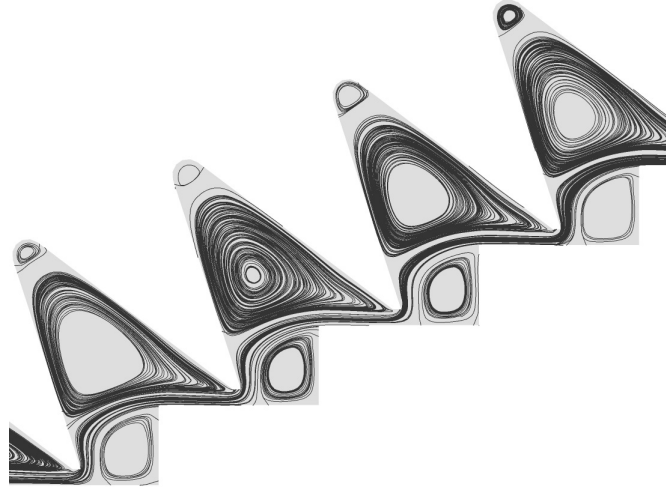
1. V místě břitu ucpávky je plyn izentropicky urychlen a část tlakové energie se přemění na kinetickou (z bodu 0 do bodu 1 na obrázku 2.3). Dochází k stlačení proudnic za hranou břitu (tzv. vena contracta), což způsobuje další zmenšení průřezu.
2. V komoře, která následuje za břitem ucpávky, se kinetická energie plynu izobaricky mění na teplo. K disipaci kinetické energie dochází v několika turbulentních trojrozměrných vírech, které vzniknou po obvodu celé komůrky (obrázek 2.4). Oproti ideálnímu stavu není přeměna kinetické energie úplná a závisí na typu ucpávky. U přímých ucpávek je propustnost vyšší, protože proud může setrvačností vstoupit přímo do další štěrbině. U stupňovitých labyrintů je výhodou, že v prostoru „pod schodem“ vznikají další víry, které zvyšují disipaci energie.

Urychlení proudu a následná disipace kinetické energie se opakuje na všech břitech ucpávky. Rychlost plynu v štěrbinách se postupně zvětšuje. Při velkém tlakovém spádu je možné na posledním břitu dosáhnout kritického průtoku.

2.3.1 Vliv tření rotujícího kotouče

Při odvození průběhu expanze v ideálním labyrintu jsme předpokládali konstantní celkovou teplotu. Ve skutečnosti se plyn v ucpávce ohřívá vlivem svého tření o rotující stěnu. Z prvního termodynamického zákona lze definovat změnu celkové entalpie jako funkci točivého momentu M_r a otáček n_u . (Hecker et al., 2017)

$$\Delta h_{ct} = \frac{2\pi n_u M_r}{60 m} \quad (2.3)$$



Obrázek 2.4: Proudění ve stupňovitém labyrintu

V plynu vzniká smykové napětí, které působí proti otáčkám rotoru. Výkon o velikosti $M_r \frac{2\pi n_u}{60}$ způsobí vzrůst entalpie a tím teploty plynu proudícího podél stěny.

Na velikost nárůstu teploty má kromě otáček vliv i tlakový poměr, počet břitů a ucpávková vůle. S menší ucpávkovou vůlí se sníží průtok ucpávkou, čímž se zvýší Δh_{ct} . Velký nárůst teploty lze očekávat u dlouhých labyrintů a při malých průtočných množstvích.

2.4 Výpočet průtoku ucpávkou

Výpočet hmotnostního průtoku labyrintovou ucpávkou se již od počátku 20. století zabývala řada autorů. V počátcích se jednalo především o určení průtoku ucpávkou parní turbíny.

Jedním z prvních výzkumníků byl Martin (1908). Ten uvažoval ucpávku jako sérii clon, ve kterých dochází ke škrcení. Jeho rovnice (2.4) vychází z práce potřebné k dosažení daného tlakového spádu při izotermním proudění. Předpokládal, že kinetická energie se v komoře úplně disipuje. Řada dalších autorů vycházela z jeho předpokladů, přestože data nebyla experimentálně ověřena.

$$m = \frac{S p_{1u}}{\sqrt{r T_{1u}}} \sqrt{\frac{1 - \left(\frac{p_{2u}}{p_{1u}}\right)^2}{n - \ln\left(\frac{p_{2u}}{p_{1u}}\right)}} \quad (2.4)$$

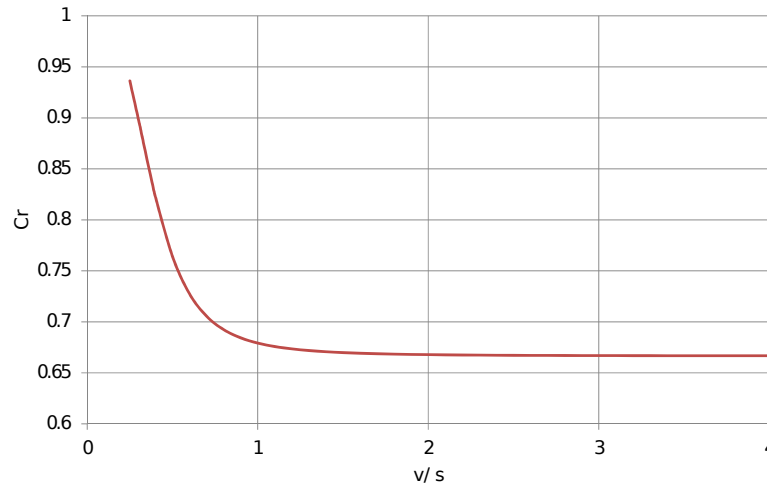
S je plocha mezikruží v oblasti břitu, p_{1u} , p_{2u} jsou tlaky před a za ucpávkou, T_{1u} teplota plynu před ucpávkou, n počet břitů ucpávky a r měrná plynová konstanta.

Na práci Martina navázal Egli, který vyšel z jeho rovnic. Analytické výpočty ověřoval měřeními přímých a odstupňovaných ucpávek s různou vůlí. Na základě svých výsledků měření pak graficky stanovil průtokové součinitele C_t , C_c a C_r . Výpočtové vzorce pro určení součinitelů stanovil Aungier (2000).

$$m = \pi d_u v C_t C_c C_r \frac{p_{1u}}{\sqrt{r T_{1u}}} \quad (2.5)$$

Koeficient C_r zohledňuje vliv stlačení škrceného plynu na břitu. Je funkcí poměru ucpávkové vůle a šířky břitu v/s .

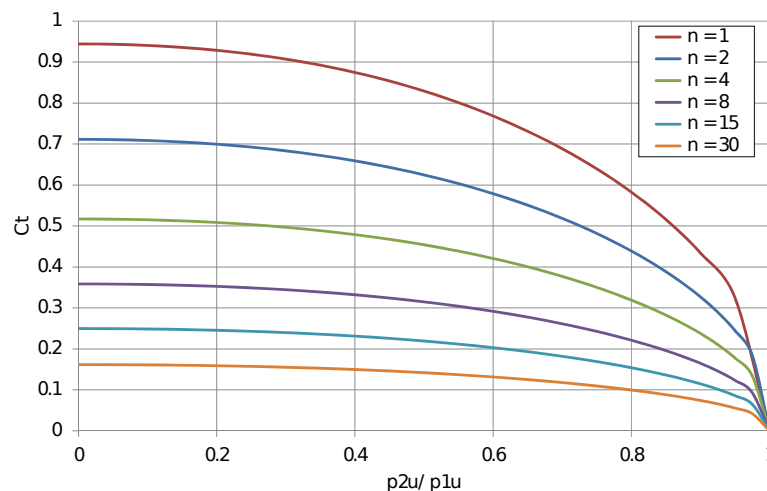
$$C_r = 1 - \frac{1}{3 + \left(\frac{54,3}{1 + 100v/s}\right)^{3,45}} \quad (2.6)$$



Obrázek 2.5: Součinitel C_r podle Egliho

Pomocí koeficientu C_t byl zaveden vliv tlakového poměru na ucpávce $\frac{p_{2u}}{p_{1u}}$ a počtu břitů n . Se zvyšujícím se počtem břitů klesá propustnost ucpávky.

$$C_t = \frac{2,143 [\ln(n) - 1,464]}{n - 4,322} \left(1 - \frac{p_{2u}}{p_{1u}}\right)^{0,375 p_{2u}/p_{1u}} \quad (2.7)$$



Obrázek 2.6: Součinitel C_t podle Egliho

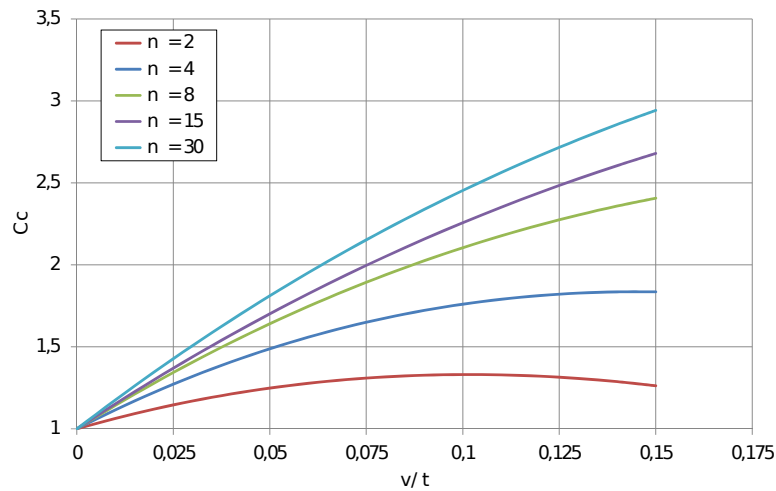
Egli neuvažoval úplnou disipaci kinetické energie. Zavedl přenosový (tzv., carry-over“) součinitel C_c , který vyjadřuje míru přenosu kinetické energie na další břit. Při měřeních si všiml, že množství disipované energie roste přímo úměrně rozteči mezi břity

t a nepřímo vůli ucpávky (obrázek 2.7). Pro odstupňované a stupňovité labyrinty je doporučeno použít hodnotu $C_c = 1$.

$$C_c = 1 + X_1 \frac{\frac{v}{t} - X_2 \ln\left(1 + \frac{v}{t}\right)}{1 - X_2} \quad (2.8)$$

$$\frac{v}{t} \leq X_2 - 1 \quad (2.9)$$

$$\begin{aligned} X_1 &= 15,1 - 0,05225 \exp[0,507(12 - n)] & n \leq 12 \\ X_1 &= 13,15 + 0,1625 n & n > 12 \\ X_2 &= 1,058 + 0,0218 n & n \leq 12 \\ X_2 &= 1,32 & n > 12 \end{aligned}$$



Obrázek 2.7: Součinitel C_c podle Egliaho

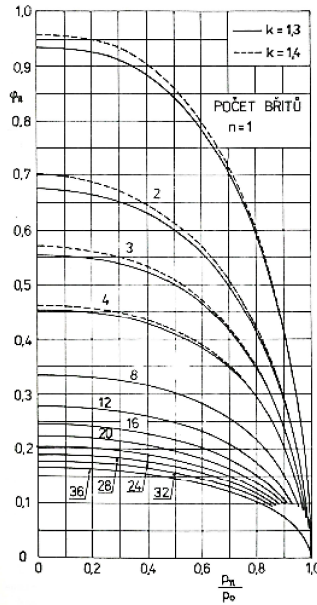
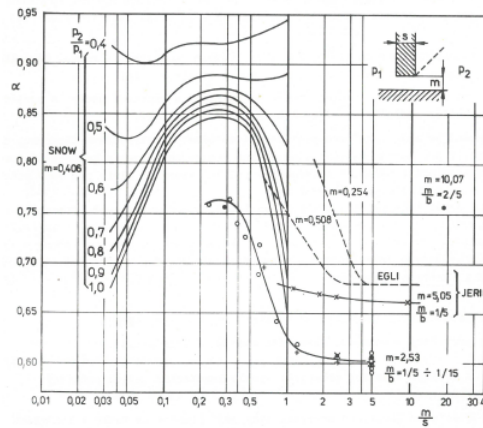
Průtokem ucpávkou se zabýval i český inženýr Jerie (1996). Určil, že průtokový součinitel se mění v jednotlivých spárách v závislosti na tlakovém poměru. Stavby po expanzi tedy neleží na jedné Fannově křivce, ale posouvají se. Při velkém počtu břitů je rozdíl na prvních břitech zanedbatelný, projevuje se až ke konci labyrintu.

Jerie rozdělil labyrint na dvě části. V první o počtu břitů $n - 1$ považuje průtokový součinitel za konstantní, na posledním břitu je součinitel závislý na tlakovém poměru. Pro stupňovité labyrint uvažoval disipaci kinetické energie za úplnou. Průtokový součinitel α (obrázek 2.9) podobně jako Egli založil na poměru v/s a expanzním poměru, případně na v/b , kde b je radiální rozměr komory. Součinitel φ_n podle grafu na obrázku 2.9 zohledňuje počet břitů ucpávky a celkový tlakový poměr. Pro odstupňovaný labyrint má rovnice tvar

$$m = \alpha S \varphi_n \frac{p_{1u}}{\sqrt{r T_{1u}}} \quad (2.10)$$

Jacobsen (1987) ve své práci měřil přímé a odstupňované labyrintové ucpávky s různou vůlí v . Při porovnání přímého a stupňovitého labyrintu určil, že u druhého má vůle v ucpávce menší vliv na průtok. Pro vyhodnocení zavedl výtokový součinitel C_D jako poměr naměřeného průtoku ku průtoku ideální tryskou. Součinitel C_D pro stupňovitou ucpávku s pěti břity a různými vůlemi v je vyneseno na obrázku 2.10.

$$C_D = \frac{m_{\text{měř}}}{m_{\text{ideal}}} \quad (2.11)$$


 Obrázek 2.8: Součinitel φ_n podle Jerieho (Jerie, 1996)

 Obrázek 2.9: Součinitel α podle Jerieho (Jerie, 1996)

$$m_{\text{ideal}} = Q_{\text{ideal}} \frac{p_{1u} S}{\sqrt{T_{1u}}} \quad (2.12)$$

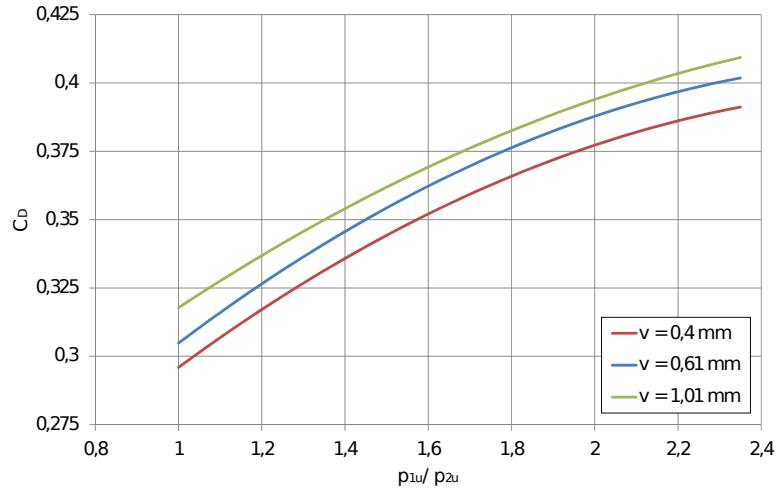
Pro podkritický tlakový spád

$$Q_{\text{ideal}} = \left(\frac{p_{2u}}{p_{1u}} \right)^{\frac{1}{\kappa}} \sqrt{\frac{2\kappa}{r(\kappa-1)} \left[1 - \left(\frac{p_{2u}}{p_{1u}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]} \quad (2.13)$$

Pro nadkritický tlakový spád

$$Q_{\text{ideal}} = Q_{\text{ideal}} \left(\frac{p_{2u}}{p_{1u}} \right)_{\text{krit}} \quad (2.14)$$

$$\left(\frac{p_{2u}}{p_{1u}} \right)_{\text{krit}} = \left(\frac{2}{\kappa+1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad (2.15)$$

Obrázek 2.10: Součinitel C_D pro 5-břítý stupňovitý labyrint podle Jacobsena

Suryanarayanan (2009) zkoumal průtok ucpávkou pomocí numerických metod. Provedl řadu simulací, ve kterých zkoumal vliv geometrických parametrů ucpávky na disipace energie v komoře. Autor určil, že výtokový součinitel břitů C_D se mění podél labyrintu. Je závislý na součiniteli prvního břítu a velikosti disipace v komoře. Vliv stlačitelnosti vyjadřuje součinitel ψ .

Pro známý tlak před a za ucpávkou se hmotnostní průtok pro první přiblížení určí podle Martinova vztahu (2.4). Z něj se určí Reynoldsova čísla a součinitele C_D a C_c . Následně je řešena soustava n rovnic o stejném počtu neznámých (m, p_2, p_3, \dots). Výpočet probíhá iteračně, dokud se odhadnutý průtok nerovná vypočtenému.

$$m = \psi C_{Di} S \sqrt{2\rho_i (p_i - p_{i+1})} \quad 1 < i < n \quad (2.16)$$

$$C_{Di} = \begin{cases} C_D^{1\text{břít}} & i = 1 \\ C_D^{1\text{břít}} (0,925 C_c^{0,861}) & i > 1 \end{cases} \quad (2.17)$$

$$C_D^{1\text{břít}} = \frac{0,7757 - 0,002051 s/v}{\left(1 + \frac{44,86 s/v}{\text{Re}}\right)^{0,2157}} \quad (2.17)$$

$$C_c = \left[1 - 6,5 \frac{v}{t} - 8,638 \frac{sv}{t^2}\right] (\text{Re} + R_0)^{2,454v/t + 2,268v/t(s/t)^{1,673}} \quad (2.18)$$

$$R_0 = \left[1 - 6,5 \frac{v}{t} - 8,638 \frac{sv}{t^2}\right]^{-[2,454v/t + 2,268v/t(s/t)^{1,673}]^{-1}} \quad (2.19)$$

$$\psi = 0,558 \frac{p_{i+1}}{p_i} + 0,442 \quad (2.20)$$

$$\text{Re} = \frac{m}{\pi d_u \mu} \quad (2.21)$$

2.5 Výpočtová dynamika tekutin

Počátky řešení trojrozměrného proudění tekutin pomocí CFD (Computational Fluid Dynamics) se shodují s rozvojem výpočetní techniky v 60. letech 20. století. V počátcích

vznikaly CFD kódy hlavně na univerzitách, teprve v 80. letech se začaly objevovat komerční kódy jako CFX, Fluent nebo Star CD. V dnešní době se CFD analýza používá jak k návrhů nových zařízení, tak k pochopení proudění uvnitř zařízení a odstranění případných negativních vlivů. Oproti experimentálnímu měření je numerické řešení rychlejší a méně nákladné. V praxi se ale stále výsledky CFD obvykle ověřují měřeními.

CFD se zabývá popisem fyzikálních problémů pomocí matematického modelu. K řešení se využívají numerické metody, které spočívají v diskretizaci spojité oblasti do určitého počtu kontrolních objemů. Souhrn všech těchto objemů se nazývá výpočetní síť. K diskretizaci se v CFD používá téměř výhradně metoda konečných objemů.

V jednotlivých buňkách sítě se iterativně řeší soubor základních rovnic. Počet iterací nutných ke konvergenci se liší mezi různými aplikacemi i pro různé okrajové podmínky. Konvergence je dosaženo, když je změna v řešení proměnných mezi iteracemi zanedbatelná a jsou dodrženy zákony zachování hmotnosti, hybnosti, energie a stavová rovnice. Zkonvergované řešení ještě nemusí znamenat fyzikálně správné řešení problému. Proto je třeba zkontrolovat, že model dává fyzikálně smysl. Přesnost zkonvergovaného řešení závisí na počtu a kvalitě elementů sítě, správně použitým modelu turbulence a nastavení všech parametrů.

2.5.1 Základní rovnice

V CFD se k popisu fyzikálních principů využívají následující tři základní rovnice popisující zákony zachování hmoty, hybnosti a energie. Jedná se o nelineární parciální diferenciální rovnice, které jsou doplněny konstitučními vztahy pro popis proudící kapaliny.

Rovnice kontinuity

Rovnice (2.22) popisuje zákon zachování hmotnosti v diferenciálním tvaru. (Žitný, 2018)

$$\underbrace{\frac{\partial \rho}{\partial t}}_{\text{Rychlost akumulace složky}} + \underbrace{\nabla \bullet (\rho \vec{u})}_{\text{Konvektivní přívod složky}} = 0 \quad (2.22)$$

Pokud uvažujeme ustálené $\left(\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0\right)$ a nestlačitelné proudění ($\rho = konst.$), pak se rovnice zjednoduší do tvaru

$$\nabla \bullet \vec{u} = 0 \quad (2.23)$$

Navier - Stokesova rovnice

Dosazením konstitutivní rovnice pro newtonské tekutiny do Cauchyho obecné pohybové rovnice vznikne Navier - Stokesova rovnice (2.24). Rovnice popisuje zákon zachování hybnosti pro newtonské tekutiny. Uvažování nenewtonských tekutin, kde není rychlost deformace úměrná napětí, vyžaduje další modely. (Wah-Yen et al., 2017)

$$\underbrace{\rho \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \bullet \nabla \vec{u} \right)}_{\text{Setrvačné síly}} = \underbrace{-\nabla p}_{\text{Tlakové síly}} + \underbrace{\frac{1}{3} \mu \nabla \nabla \bullet \vec{u} + \mu \nabla^2 \vec{u}}_{\text{Síly vazkého tření}} + \underbrace{\rho \vec{f}}_{\text{Vnější objemové síly}} \quad (2.24)$$

Pro nestlačitelné kapaliny se rovnice (2.24) zjednoduší na tvar

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} \right) = -\nabla p + \mu \nabla^2 \vec{u} + \rho \vec{f} \quad (2.25)$$

Zákon zachování energie

Rovnice (2.26) vyjadřuje zákon zachování celkové energie.

$$\begin{aligned} \rho \frac{D}{Dt} \underbrace{\left(u_E + \frac{1}{2} u^2 + \varphi \right)}_{\text{Akumulace celkové energie}} = & \underbrace{-\nabla \cdot \vec{q}}_{\text{Konvektivní přívod tepla}} - \underbrace{\nabla \cdot (p\vec{u})}_{\text{Práce tlakových sil}} + \\ & + \underbrace{\nabla(\bar{\tau} : \vec{u})}_{\text{Disipace mechanické energie}} + \underbrace{\dot{Q}^{(g)}}_{\text{Zdroj energie}} \end{aligned} \quad (2.26)$$

Pro výpočet teplotního pole slouží Fourier-Kirchhoffova rovnice, zde ve tvaru pro nestlačitelné kapaliny. Součinitel tepelné vodivosti λ je konstantní, stejně jako měrná tepelná kapacita c_p .

$$\rho c_p \left\{ \frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) T \right\} = \lambda \nabla^2 T + \bar{\tau} : \bar{\Delta} + \dot{Q}^{(g)} \quad (2.27)$$

2.5.2 Modelování turbulence

Ve většině případů v inženýrské praxi je řešené proudění turbulentní. Turbulence je nepravidelný jev, při kterém se velikost různých veličin s časem náhodně mění. Při tom dochází k promíchávání molárních částic (seskupení molekul) a vzniku vírů. Velké víry postupně předávají turbulentní kinetickou energii menším, ve kterých se disipuje mechanická energie na teplo. Víry zůstávají v proudě ve velkých vzdálenostech od místa vzniku. Stav turbulentního proudění v daném místě tedy nelze popsat jen jako funkci lokálních vlastností, ale ovlivňuje ji stav proudění proti proudě. (Wilcox, 2006)

Při výběru turbulentního modelu si musíme nejdříve uvědomit, jak detailní řešení požadujeme. Podle toho volíme jeden z následujících tři základních přístupů.

Direct Numerical Simulation

Direct Numerical Simulation (DNS) není přesně vzato modelem turbulence. Řeší se celkové trojrozměrné a časově závislé proudění podle rovnice kontinuity a Navier - Stokesovy rovnice, ve které je turbulence zahrnuta. To znamená, že velikost buněk výpočetní sítě musí řádově odpovídat velikosti nejmenších vírů. Pro představu počet buněk pro jednoduchý kanál je přibližně funkcí Reynoldsova čísla (Moser and Moin., 1984)

$$N_{\text{DNS}} \approx (3\text{Re})^{9/4} \quad (2.28)$$

Pro turbulentní proudění se pohybujeme minimálně v řádu stovek milionů buněk. Stejně tak časový krok musí být dostatečně malý. Tato kombinace dělá DNS nepoužitelné pro inženýrské výpočty a využití nachází při simulaci jednoduchých geometrií s nízkým Re pro výzkumné účely. Výsledky DNS výpočtů jsou nicméně nejpřesnější možné a využívají se k vylepšení stávajících RANS turbulentních modelů.

Large Eddy Simulation

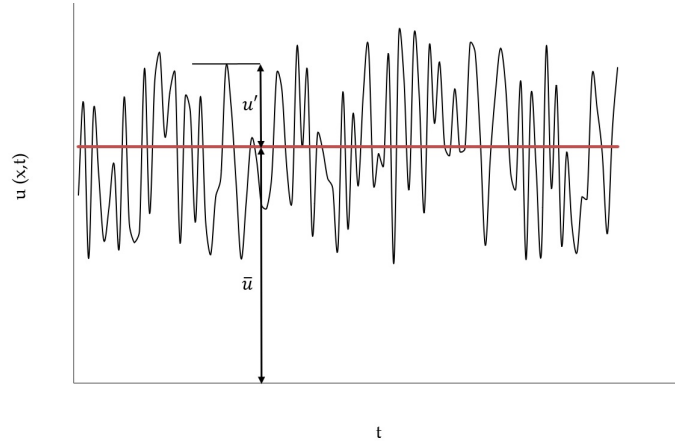
U Large Eddy Simulation (LES) jsou přímo počítány pouze velké víry a malé víry jsou matematicky modelovány. Předpokládá se, že velké víry jsou přímo ovlivněny okrajovými podmínkami a přenáší většinu hybnosti, energie a hmoty. Malé turbulentní víry jsou téměř izotropní, a proto je jednodušší je vymodelovat. Pomocí filtrování turbulentního pole se oddělí malé víry a jsou modelovány tzv. subgridními modely. (Vlček, 2013)

Protože nejmenší víry se samostatně modelují, může být velikost nejmenších buněk stejně jako časový krok větší než u DNS. To nám při stejné výpočetní náročnosti umožní počítat proudění za vyšších Reynoldsových čísel nebo řešit složitější geometrii. I přes tyto výhody jsou náklady na LES pro praktické účely příliš vysoké.

Reynolds Averaged Navier - Stokes Simulation

V inženýrské praxi se nejčastěji používají simulace RANS. Při turbulenci se hodnoty veličin mění s časem okolo určité střední hodnoty. Při středování Navier - Stokesových rovnic předpokládáme, že spíše než okamžitá hodnota veličiny (rychlost, tlak) nás zajímá její střední hodnota. Každá veličina se skládá ze střední a fluktuující složky (obrázek 2.11).

$$u_i(x, t) = \bar{u}_i(x) + u'_i(x, t) \quad (2.29)$$



Obrázek 2.11: Fluktuace veličiny s časem při turbulentním proudění

V rovnicích RANS jsou aktuální hodnoty nahrazeny průměrnými (středovanými) veličinami. Průměrné veličiny se odvodí pomocí Reynoldsova středování v čase.

$$\bar{u}_i(x) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} u_i(x, t) dt \approx \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N u_i(x, t) \quad (2.30)$$

Střední hodnoty pro tlak a rychlost dosadíme do Navier - Stokesovy rovnice (2.25). Většina turbulentních modelů byla odvozena pro nestlačitelnou kapalinu, proto se i zde využívá tento tvar. (Asproulias, 2014) Dosazením získáme následující tvar středované N - S rovnice - RANS.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \overline{\rho u'_i u'_j} \right\} \quad (2.31)$$

Člen $\overline{u'_i u'_j}$ vznikl v rovnici středováním nelineárních výrazů a nazývá se tenzor Reynoldsových napětí. Do rovnice (2.31) tak vnáší další neznámé, pro které je třeba najít vyjádření. K tomu se využívají dva hlavní přístupy.

Metoda Reynoldsových napětí (RSM) řeší tenzor napětí zavedením soustavy diferenciálních transportních rovnic. Výpočet je náročný a obtížněji konverguje než metody založené na turbulentní viskozitě. Tento přístup se hodí při složitém trojrozměrném turbulentním proudění.

Druhá metoda pro výpočet RANS aplikuje Boussinesquovu hypotézu, vyjádřenou rovnicí (2.32). Definuje tenzor Reynoldsových napětí jako funkci turbulentní viskozity μ_t a středních gradientů rychlostí.

$$\overline{\rho u'_i u'_j} = -\mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \delta_{ij} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \right) \quad (2.32)$$

δ_{ij} je Kroeneckerova delta, k je kinetická energie turbulence ve tvaru

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i^2} \quad (2.33)$$

Úkolem RANS turbulentní modelů je najít vhodný výraz pro turbulentní viskozitu μ_t , která není vlastností tekutiny ale režimu proudění. Několik modelů používaných v softwaru CFX je popsáno v následující části.

2.5.3 RANS modely turbulence v CFX

Zero equation model

K získání přibližných výsledků může sloužit tento bezrovnicevý model. Samostatné použití se nedoporučuje, lze ho však použít jako počáteční podmínku k další simulaci. Pro celou výpočetní oblast je použita jedna hodnota turbulentní viskozity. Empirický vztah pro výpočet μ_t navrhl Prandtl a Kolmogorov. (Ansys, 2017b)

$$\mu_t = \rho f_u u_t l_t \quad (2.34)$$

f_u je konstanta úměrnosti, u_t je maximální rychlost. Měřítko délky l_t je odvozeno na základě objemu domény V_D .

$$l_t = \left(\frac{V_D^{1/3}}{7} \right) \quad (2.35)$$

Modely $k - \epsilon$

Dvourovnicový model $k - \epsilon$ navrhli Launder a Sharma. Dodnes je pro svou robustnost jedním z nejpoužívanějších modelů i přes některá omezení. Tím je například průtok zakřiveným kanálem nebo odhad odtržení proudu. Model se hodí především pro vyšší Reynoldsova čísla.

$k - \epsilon$ předpokládá, že turbulentní viskozita je závislá na kinetické energii turbulence k a disipaci kinetické energie ϵ .

$$\mu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (2.36)$$

C_μ je konstanta. k a ϵ se řeší pomocí dvou diferenciálních transportních rovnic, které lze odvodit z Navier - Stokesových rovnic. Mají strukturu energetické rovnice, vlevo

vystupuje rychlost změny k nebo ϵ jednotky průtočného množství a vpravo příčiny změny, jež jsou tři: disipace, difúze a produkce k nebo ϵ . (Ansys, 2017b)

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{u}_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + p_k - \rho \epsilon + p_{kb} \quad (2.37)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{u}_j \epsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\epsilon}{k} (C_{\epsilon 1} p_k - C_{\epsilon 2} \rho \epsilon + C_{\epsilon 1} p_{\epsilon b}) \quad (2.38)$$

$C_{\epsilon 1}, C_{\epsilon 2}, \sigma_\epsilon$ a σ_k jsou konstanty a jsou voleny podle typu proudění. $p_{\epsilon b}$ a p_{kb} představuje vliv vztlakových a p_k viskózních sil.

Vylepšením standardního modelu $k - \epsilon$ je jeho varianta RNG. Ten je založen na statistické metodě tzv. renormalizačních grup Navier- Stokesových rovnic. Transportní rovnice zůstávají stejné jako u původního modelu. Liší se hodnoty konstant a konstanta $c_{\epsilon 1}$ je nahrazena $c_{\epsilon 1 \text{ RNG}}$.

RNG model obsahuje vliv zavírání a zvyšuje přesnost při velkých rychlostech deformace. Je přesnější pro větší rozsah proudění než $k - \epsilon$, může však obtížněji konvergovat.

Modely $k - \omega$

$k - \omega$ je další dvourovnicový model, který pracuje s konceptem turbulentní viskozity. Model uveřejnil Wilcox (1988). Výhodou je přesnost při nízkých Reynoldsových číslech u stěny i při přechodovém režimu proudění.

$k - \omega$ definuje turbulentní viskozitu na základě kinetické energie turbulence a specifické disipace energie $\omega = \epsilon/k$.

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega} \quad (2.39)$$

K určení kinetické energie turbulence a specifické disipace energie se k základním rovnicím přidává po jedné transportní rovnici.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{u}_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + p_k - \beta' \rho k \omega + p_{kb} \quad (2.40)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{u}_j \omega) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \alpha \frac{\omega}{k} p_k - \beta \rho \omega^2 + p_{\omega b} \quad (2.41)$$

Konstanty β' , α , β , σ_k a σ_ω lze najít například v manuálu řešiče CFX Ansys (2017b).

Model $k - \omega$ je citlivý, na rozdíl od modelu $k - \epsilon$, na turbulentní proudění volného proudu dále od stěny. Proto Menter (1994) odvodil model Baseline (BSL) $k - \omega$. Ten kombinuje model $k - \omega$ pro proudění v blízkost stěny a $k - \epsilon$ ve vnější oblasti.

Shear Stress Transport (SST)

Model SST představuje další dvourovnicový model, odvozený Menterem (1994) na základě rovnic $k - \omega$. Původně byl vyvinut pro použití v letectví pro proudění s velkými tlakovými gradienty a odtržením proud. Dnes se jeho použití doporučuje ve standardních případech.

SST podobně jako BSL kombinuje pomocí funkce přechod mezi modelem $k - \omega$ u stěny a $k - \epsilon$, čímž využívá výhod z obojího. SST však bere v úvahu turbulentní smykové napětí a přesněji předpovídá odtržení proudu. Oproti standardnímu $k - \omega$ není citlivý na okrajovou podmínku na vstupu.

2.5.4 Mezní vrstva

Mezní vrstva je oblast u stěny, kde se mění rychlost z nulové na rychlost volného proudu. Mezní vrstva se skládá z viskózní laminární podvrstvy (viscous sublayer na obrázku 2.12), přechodové vrstvy (buffer region), logaritmické oblasti (logarithmic region) a turbulentní vnější vrstvy (outer region).

K popisu mezní vrstvy se používá bezrozměrná rychlost definovaná jako

$$u^+ = \frac{u}{\sqrt{\tau_{\text{wall}}/\rho}} \quad (2.42)$$

a bezrozměrná vzdálenost od stěny

$$y^+ = \frac{y\sqrt{\tau_{\text{wall}}/\rho}}{\mu/\rho} \quad (2.43)$$

u je místní rychlost proudění ve vzdálenosti y od stěny.

Průběh rychlosti v logaritmické oblasti mezní vrstvy popisuje tzv. stěnový zákon. Podle něj se rychlost proudění v podélném směru mění logaritmicky se vzdáleností od stěny. Na obrázku 2.12 je tato oblast vyznačena přímkou s rovnicí

$$u^+ = \frac{1}{\kappa_k} \ln y^+ + C \quad (2.44)$$

κ_k je Kármánova konstanta ($\approx 0,41$), C integrační konstanta ($C = 5,5$ pro stěnu hydraulicky hladkou a $8,5$ pro stěnu hydraulicky drsnou, tedy když drsnost stěny je větší než tloušťka laminární podvrstvy). (Wilcox, 2006)

Turbulentní modely mají různé přístupy k modelování mezní vrstvy podle umístění prvního vrcholu výpočetní sítě.

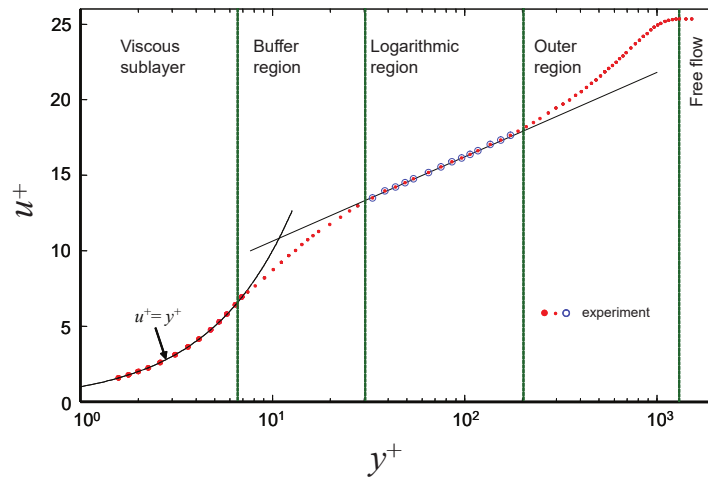
$k - \omega$ automatické stěnové funkce

Platí pro modely založené na specifické disipaci energie ω , např. SST. Podle hodnoty bezrozměrné vzdálenosti ode zdi y^+ se mění způsob řešení mezní vrstvy. (Ansys, 2017a)

- $y^+ \approx 1$ a alespoň 10 uzlů v mezní vrstvě - první uzly sítě jsou uvnitř laminární podvrstvy a je možné ji přímo řešit.
- $y^+ \approx 20 - 200$ - první uzly sítě jsou v oblasti logaritmické přechodové vrstvy a mezní vrstva je řešena pomocí stěnových funkcí.

$k - \epsilon$ stěnové funkce

U $k - \epsilon$ modelů, které obecně nejsou vhodné pro malá Reynoldsova čísla, by měla být tloušťka stěnového elementu sítě $y^+ \approx 20 - 200$. V případě nižších hodnot se y^+ automaticky posune na hodnotu 11,067. V tomto místě se mění laminární podvrstva s lineárním průběhem rychlosti $u^+ = y^+$ na logaritmickou přechodovou vrstvu. Větší počet buněk v oblasti mezní vrstvy tedy nemá na řešení vliv.



Obrázek 2.12: Obvyklý průběh rychlosti v mezní vrstvě (Kornilov, 2015)

Experimentální měření

Cílem měření, popsaného v této kapitole, bylo zjistit vliv ucpávkové vůle na průtok ucpávkou a na celkovou charakteristiku kompresoru. Měření proběhlo v experimentální zkušebně Darina, která se využívá k ověřování navržených parametrů stupňů radiálních kompresorů. Zkušebním strojem je jednokolové dmychadlo s letmo uloženým oběžným kolem a s vyměnitelnou průtočnou částí.

Pro zkoumání ucpávkové vůle bylo vybráno oběžné kolo typu PCA4u s nejužší možnou variantou výstupní šířky kola. Kolo o průměru $D_2 = 440$ mm je uzavřené s 2D lopatkami. Součástí dmychadla při měření byly radiální naváděcí lopatky, které mohou regulovat výkonnost stroje. Pro toto měření však byly nastaveny v poloze 0° a neměly by tedy měření nijak ovlivňovat. Za oběžným kolem následuje bezlopatkový difuzor a vratný kanál s lopatkami. Řez strojem s vyznačenými rovinami je vidět na obrázku 3.1.

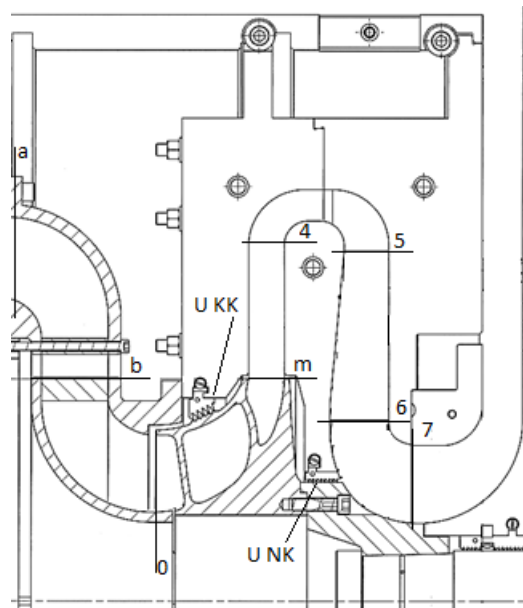
Ve zkušebním dmychadle se nachází stupňovitá ucpávka krycího kotouče ("U KK" na obrázku 3.1)) a přímá ucpávka nosného kotouče ("U NK"). Předmětem této studie byla pouze ucpávka krycího kotouče. Zde se podle předchozích odhadů nejvíce liší skutečná a vypočtená hodnota hmotnostního toku. Ucpávku krycího kotouče s vyznačenou geometrií lze najít na obrázku 2.2 (a).

Pro měření bylo rozhodnuto původní ucpávkovou vůli v postupně zvětšovat, ostatní rozměry zůstaly zachovány. Použitím stejné ucpávky se eliminují vlivy výrobní nepřesnosti a změny v charakteristice by měly být přičteny pouze ucpávkové vůli. Původní vůle byla $v = 0,4$ mm, následně se zvětšila o polovinu a na dvojnásobek.

Při revizi stroje před prvním měřením se ukázalo, že dosud používaná ucpávka se během chodu zdeformovala do tvaru „citronu“ a vůle se po obvodu výrazně lišila. Zároveň se na posledním břitu ve směru proudění nacházel po obvodu výřez o délce asi 8 mm, který snížil účinnost celého břitu. Proto bylo nutné vyrobit novou ucpávku, která odpovídala návrhovým rozměrům. Tato ucpávka se po každém měření dále upravovala ubráním materiálu z břitu na požadovanou vůli.

Měření různých ucpávek probíhala pro tři otáčkové větve s otáčkami oběžného kola 10 550, 13 568 a 16 377 1/min. Pro všechny otáčky se měřily hodnoty především v okolí návrhového bodu charakteristiky kompresoru.

Příprava měření a jeho vyhodnocení proběhlo v ČKD. Měření a přepočty naměřených hodnot na garantované stavy provedli pracovníci experimentální zkušebny v Plzni ve spolupráci se Západočeskou univerzitou.



Obrázek 3.1: Řez zkušebním dmychadlem s vyznačenými rovinami

3.1 Popis zařízení

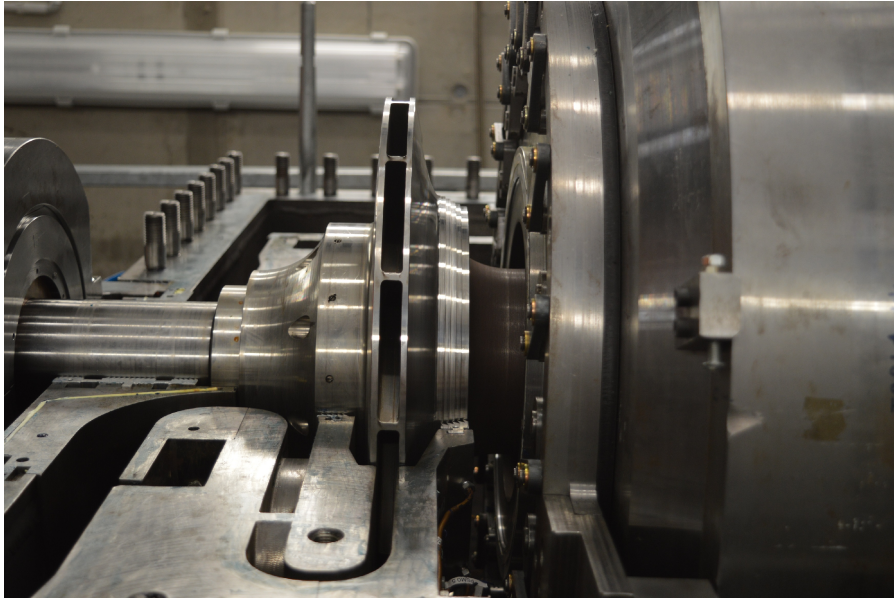
Zkušební dmychadlo je přes pomaloběžnou spojku a převodovku spojeno s elektromotorem o maximálním příkonu 1,2 MW. Součástí spojky je dynamometr pro měření kroutícího momentu na hřídeli kompresoru. Otáčky v rozsahu 4 500 až 18 000 1/min lze plynule regulovat frekvenčním měničem. Dmychadlo je navrženo pro stlačování atmosférického vzduchu, který je přiváděn sacím potrubím přes tlumič hluku a clonkovou trať. Maximální průtočné množství dosahuje 42 000 kg/hod. Po stlačení je vzduch vypuštěn přes měřicí trať a tlumič hluku zpět do okolí.

Otáčky dmychadla jsou nastavovány odděleným řídicím systémem. Průtočné množství se reguluje armaturou na výtlaku. Dispozice zkušebny je na obrázku 3.2.



Obrázek 3.2: Experimentální zkušebna s dmychadlem Darina

Statorové části dmychadla jsou v různých rovinách vybaveny sondami statického a celkového tlaku a teploty. Při měření charakteristik stupňů se vyhodnocují především stavy na výtlaku ze stupně (Rovina „7“) a za oběžným kolem v rovině „m“. Přímé měření průtoku ucpávkou není konstrukčně možné. V místě těsně před a za ucpávkou



Obrázek 3.3: Průtočná část s oběžným kolem a ucpávkami

jsou však nainstalovány celkem 4 odběry statického tlaku (po dvou před a za), měření se však dříve nevyhodnocovalo. Pro zvýšení přesnosti měření byl nainstalován i diferenční snímač tlaku v místě před a za ucpávkou. Všechna data ze sond se přes měřicí ústřednu shromažďují v počítači a následně vyhodnocují.

Při měření dané otáčkové větve se stroj uvede do provozu s otevřeným regulačním orgánem na výtlaku a nechá se prohřát. Po ustálení hodnot se ve stejném čase odečtou všechny měřené hodnoty pro bod s největším průtokem, tedy na pravé straně charakteristiky. Následně se škrcením na výtlaku sníží průtočné množství, čímž se zvýší výstupní tlak a teplota. Po ustálení je možné odečíst další bod. Takto se postupuje pro všechny měřené body charakteristiky, případně až k hranici pumpáže.

3.2 Vyhodnocení

3.2.1 Celkové charakteristiky stupně

Naměřená data se mohou mezi jednotlivými dny, kdy probíhalo měření, měnit vlivem teploty a vlhkosti nasávaného vzduchu. Proto je nutné nashromážděná data ze sond dále korigovat ve vyhodnocovacím programu. Zde se přepočítávají stavy z rovin na tzv. garantovaný stav, tedy na dané hodnoty celkového tlaku a teploty na vstupu a na přesné otáčky.

Garantované stavy na vstupu jsou následující

$$T_0 = 20^\circ \text{ C} \qquad p_0 = 100 \text{ kPa} \qquad \varphi_0 = 0 \%$$

Zkorigované charakteristiky stupně porovnávají stavy v rovině "7" z obrázku 3.1. Obvykle se vyhodnocuje především celkový tlak na výstupu, teplota, příkon a izoentropická účinnost. Z důvodu uchování obchodního tajemství společnosti zadavatele není možné zveřejnit všechna naměřená data. Uvedeným charakteristikám v této kapitole chybí hodnoty na ose y z téhož důvodu.

Označení křivek odpovídá následujícím vřlím v ucpávce:

1v	v = 0,4 mm
1,5v	v = 0,6 mm
2v	v = 0,8 mm

Při zvětšování ucpávkové vůle se musí zvětšovat i průtok skrze ni. To znamená, že větší množství již stlačeného vzduchu z roviny "m" expanduje přes ucpávku před oběžné kolo do roviny "0" a je opakovaně stlačováno. Při stejném množství stlačovaného plynu v rotoru je dopravované množství na výstupu ze stupně menší a celková charakteristika se posouvá k menším průtokům.

Porovnání poklesu výstupního tlaku vlivem ucpávkové vůle shrnuje tabulka 3.1. Pro stejné průtočné množství stupněm značí Δp pokles výstupního tlaku pro 1,5v a analogicky pro 2v

$$\Delta p = \frac{p_{71,5v} - p_{71v}}{p_{71v}} 100[\%] \quad (3.1)$$

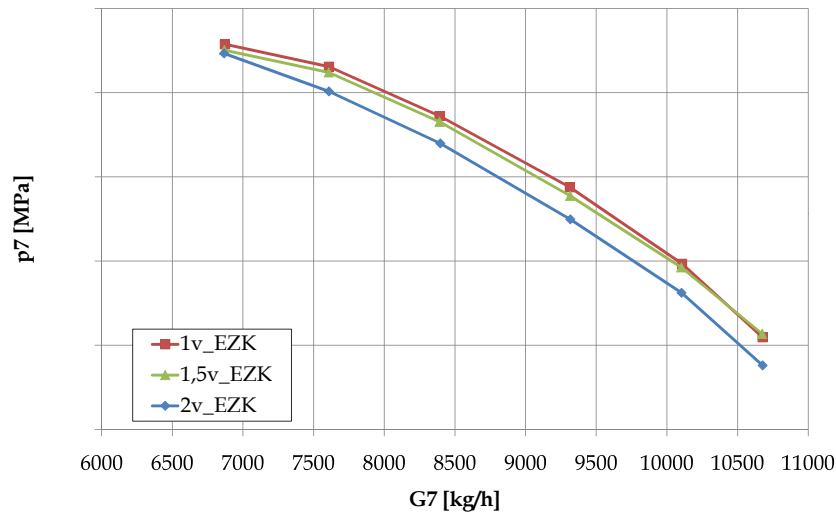
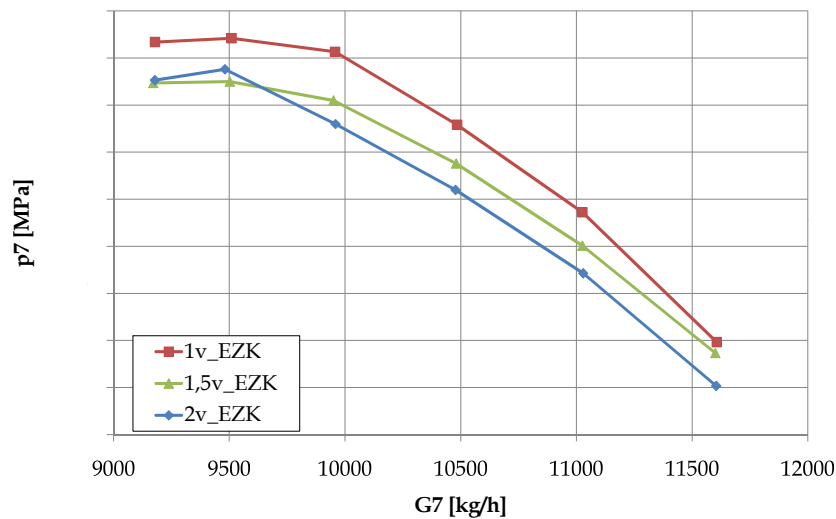
Z tabulky je vidět, že na posun charakteristiky pro různé vůle mají vliv otáčky rotoru. Zatímco pro nízké otáčky se změna výstupního tlaku vlivem zvětšení vůle pohybuje okolo 0,15 % procent pro variantu 1,5v, pro nejvyšší otáčky se tato hodnota blíží až 1%, což je poměrně velký rozdíl.

Zajímavý je bod na pravé straně charakteristiky pro $n_u = 13568$ 1/min. V grafu je charakteristika vynesena na obrázku 3.4. Pro zvětšenou ucpávkovou vůli je tlak p_7 vyšší než pro ucpávku s původní vůlí. Podobná situace nastává na druhé straně charakteristiky při otáčkách $n_u = 16377$ 1/min (na obrázku 3.5). Zde opět bod blížíci se pumpáži při zvětšení ucpávkové vůle vykazuje větší stlačení.

Vysvětlením těchto jevů může být přiblížení se hranici pumpáže na levé straně charakteristiky. Pumpáž je nestacionární jev, při kterém dochází k odtržení proudu od lopatky. Při provozu kompresoru se tomuto stavu snažíme vyhnout působením anti-pumpážní regulace. Je přesto možné, že v oblastech blízcích se této mezi mohou začít vznikat nestability uvnitř stupně a vliv ucpávkové vůle je potlačen. Z obou grafů vidíme, že nejmenší rozdíly mezi různými variantami jsou právě v bodech na krajích charakteristiky.

		1,5v	2v	1,5v	2v	1,5v	2v
n_u	G_7 [kg/h]	Δp [%]		ΔT [%]		$\Delta \eta_i$ [%]	
10550	6000	-0,12	-0,56	0,23	-0,41	-0,72	-1,07
	6650	-0,12	-0,55	-0,05	-0,6	-0,29	-0,8
	7500	-0,13	-0,57	-0,14	-0,72	-0,2	-0,76
	8800	-0,25	-0,66	0,09	-0,66	-1,18	-1,58
13568	6870	-0,2	-0,31	0,02	-0,21	-0,4	-0,31
	8400	-0,2	-0,94	0,12	-0,7	-0,56	-0,92
	10100	-0,13	-1,04	0,25	-0,77	-0,63	-1,21
	10670	0,12	-1,04	0,26	-0,71	-0,09	-1,4
16377	9180	-0,79	-0,73	0,32	0,02	-1,5	-1,06
	9950	-0,94	-1,39	0,2	-0,52	-1,59	-1,35
	11030	-0,67	-1,22	0,26	-0,31	-1,29	-1,41
	11600	-0,22	-0,89	0,24	-0,31	-0,64	-0,97

Tabulka 3.1: Změna výstupního tlaku a teploty vlivem ucpávek

Obrázek 3.4: Tlaková charakteristika stupně, $n_u = 13568$ 1/minObrázek 3.5: Tlaková charakteristika stupně, $n_u = 16377$ 1/min

Podobné vyhodnocení jako pro tlak bylo provedeno i pro výstupní teplotu T_7

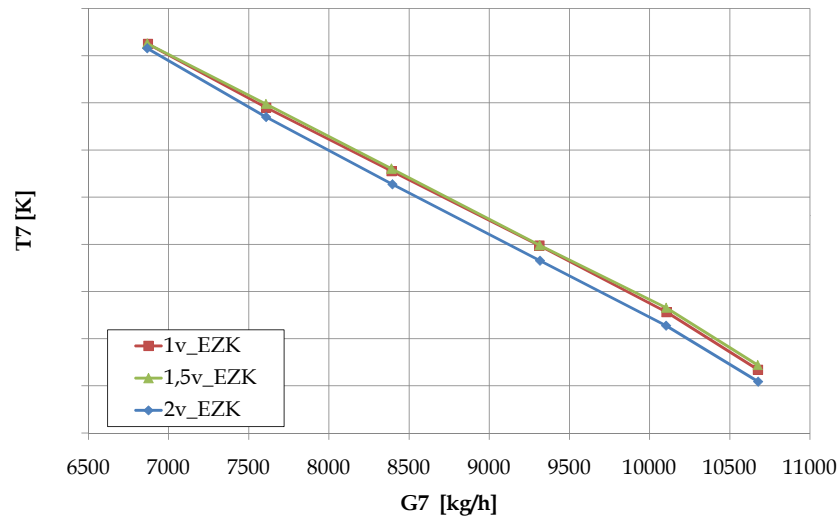
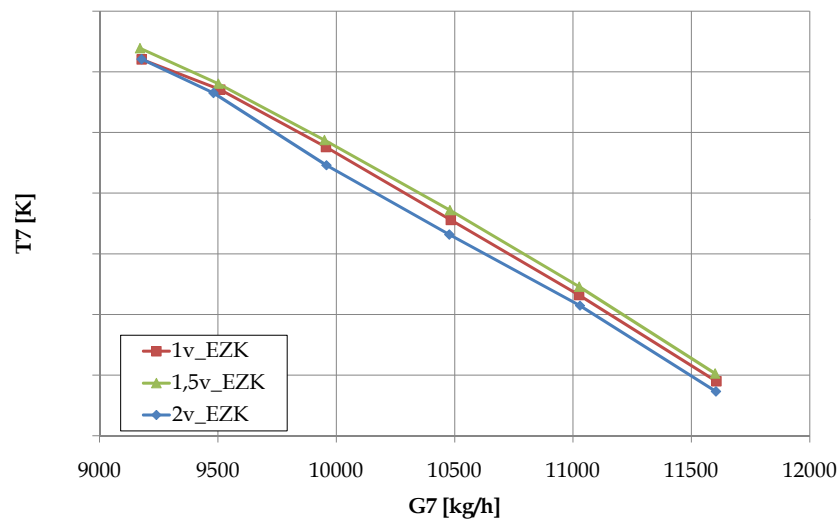
$$\Delta T = \frac{T_{71.5v} - T_{71v}}{T_{71v}} 100[\%] \quad (3.2)$$

Plyn má po stlačení v kole a expanzi v ucpávce vyšší teplotu než vzduch proudící ze sání. Mísením těchto dvou proudů se teplota vzduchu před oběžným kolem zvyšuje a tím i teplota na výtlaku. Zvětšením ucpávkové vůle se tento vliv posiluje, změna je však velmi malá.

Z tabulky 3.1 je vidět, že pro 1,5v se teplota převážně lehce zvýšila. Pokles tlaku v těchto případech není velmi výrazný, a tak zvětšení průtoku ucpávkou může teplotu na sání a na výtlaku zvednout. Pro ucpávku 2v se teplota již téměř vždy posunuje k nižším hodnotám. Teplotní charakteristiky jsou uvedeny na obrázcích 3.6 a 3.7.

Celkové porovnání vlivu ucpávkových vůlí poskytuje izoentropická účinnost η_i , která se vypočte

$$\eta_i = \frac{\chi}{\sigma} \quad (3.3)$$

Obrázek 3.6: Teplotní charakteristika stupně, $n_u = 13568$ 1/minObrázek 3.7: Teplotní charakteristika stupně, $n_u = 16377$ 1/min

$$\chi = \frac{\Delta h_s}{u_2^2} \quad (3.4)$$

$$\Delta h_s = zrT_0 \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left[\left(\frac{p_7}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right] \quad (3.5)$$

$$\Delta h_c = c_p(T_7 - T_0) \quad (3.6)$$

V tabulce 3.1 opět vystupuje izoentropická účinnost ve tvaru

$$\Delta \eta_i = \frac{\eta_{i71.5v} - \eta_{i71v}}{\eta_{i71v}} 100[\%] \quad (3.7)$$

Výsledná změna účinnosti vynesená v tabulce 3.1 byla pro ucpávky se zvětšenou vůlí vždy záporná.

			Označení			
			1v	1,5v	2v	4z
Počet břitů	n	-	5	5	5	4
Vůle	v	mm	0,4	0,6	0,8	0,4
Šířka těsnicí spáry	s	mm	0,2	0,4	0,6	0,2
Radiální rozměr komory	b	mm	5,757	5,557	5,357	5,757
Rozteč	t	mm	4	4	4	4
Střední průměr	d_u	m	0,2744	0,2746	0,2748	0,2744

Tabulka 3.2: Geometrické parametry zkoušených ucpávek

3.2.2 Výpočet průtoku ucpávkou z diferenčního snímače tlaku

Pro výpočet průtoku ucpávkou byly využity hodnoty tlaku p_{12} z diferenčního snímače tlaku, který měřil rozdíl mezi vstupem a výstupem z labyrintu. Další odběr statického tlaku se nacházel těsně před ucpávkou. Jako teplota před ucpávkou byla uvažována celková teplota v rovině "m" za předpokladu, že se tato teplota během proudění spárou před labyrintem nezmění.

Pro výpočet hmotnostního toku ucpávkou m byl použit postup navržený Jeriem (Rovnice (2.10)) pro stupňovitý labyrint, který by měl tvarem nejvíce odpovídat ucpávce krycího kotouče. Geometrické parametry ucpávky jsou uvedeny v Tabulce 3.2.

Návrhový výpočet pro jeden tlakový poměr s otáčkami $n_u = 13568$ 1/min pro variantu 1v:

Tlak před ucpávkou	$p_{1u} = 130721$ Pa
Diferenční tlak	$p_{12} = 39220$ Pa
Teplota před ucpávkou	$T_{1u} = 359,6$ K
Měrná plynová konstanta pro vzduch	$r = 287,03$ J kg ⁻¹ K ⁻¹
Poissonova konstanta pro vzduch	$\kappa = 1,4$
Hmotnostní průtok celým stupněm	$G_7 = 6870$ kg/h
Součinitel φ_n se určí z obrázku 2.8	

$$\varphi_n = f\left(\frac{p_{1u}}{p_{1u} - p_{12}}, n\right) = f\left(\frac{130721}{130721 - 39220}, 5\right) = 0,33 \quad (3.8)$$

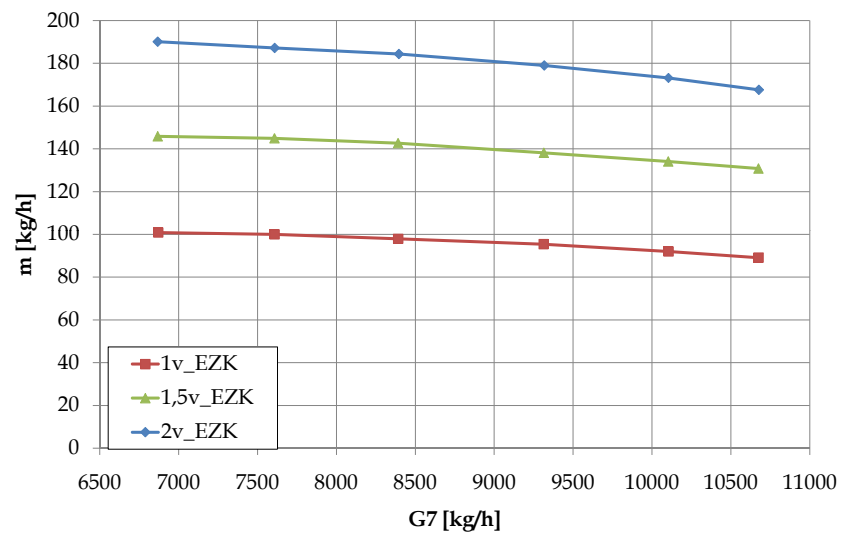
Součinitel α se určí z obrázku 2.9

$$\alpha = f\left(\frac{v}{s}, \frac{v}{b}\right) = f\left(\frac{0,4}{0,2}, \frac{0,4}{5,757}\right) = 0,607 \quad (3.9)$$

Výpočet hmotnostního toku

$$\begin{aligned} m &= \alpha S \varphi_n \frac{p_{1u}}{\sqrt{r T_{1u}}} = 0,607 \cdot \pi \cdot 0,2744 \cdot 0,4 \cdot 10^{-3} \cdot 0,33 \cdot \frac{130721}{\sqrt{287,03 \cdot 359,6}} \\ &= 0,028 \text{ kg/s} = 101,2 \text{ kg/h} \end{aligned} \quad (3.10)$$

Závislost průtoku ucpávkou a celkového průtoku stupněm pro různé vůle a $n_u = 13568$ 1/min je na obrázku 3.8. Výsledky hmotnostního průtoku určených pomocí tlaků lze považovat pouze za orientační. Analytický výpočet obsahuje experimentálně stanovené koeficienty, které se mohou pro použitý labyrint lišit.



Obrázek 3.8: Průtok ucpávkou v závislosti na průtoku stupněm, $n_u = 13568$ 1/min

CFD simulace

Všechny numerické simulace popsané v této kapitole byly provedeny v programu Ansys CFX. Tento software je často využíván pro řešení problémů v oblasti lopatkových strojů a díky tomu obsahuje řadu doplňků usnadňujících vyhodnocování i přípravu simulace. V neposlední řadě Ansys CFX využívá zadavatel práce.

Pro stanovení hmotnostního průtoku ucpávkou byly zvoleny dva přístupy. Nejprve byl vymodelován pouze samotný kanál ucpávky krycího kotouče (označen žlutě na obrázku 4.1). Okrajové podmínky odpovídaly veličinám vstupujícím do výpočtu průtoku ucpávkou (Rovnice (6.1)) v návrhovém softwaru radiálních kompresorů (RTK). Zde je průtok počítán na základě tlakového spádu.

Následně byl vytvořen model celého stupně kompresoru včetně obou ucpávek (celý obrázek 4.1). Zde je pak možné vyhodnotit průtok ucpávkou v závislosti na různých parametrech kompresoru a vliv ucpávkové vůle na celkovou charakteristiku kompresoru.

4.1 Geometrie modelu

Geometrie ucpávky i celého stupně kompresoru odpovídá s několika zjednodušeními zkušebnímu dmychadlu Darina o průměru oběžného kola $D_2 = 440$ mm, na kterém bylo provedeno experimentální měření. Celý stroj je vymodelován v 3D CADu Siemens NX. Z modelu dmychadla bylo třeba odvodit model průtočné části. To znamená vyplnit oblasti, kudy má proudit plyn. Kvůli různému počtu lopatek v oběžném kole a vratném kanálu a snadnějšímu tvorbě výpočetní sítě byl model kompresoru rozdělen do následujících úseků, dle obrázku 4.1.

- Oběžné kolo s naváděcím kusem a bezlopatkovým difuzorem
- Vratný oblouk a lopatkový vratný kanál
- Výtlak
- Ucpávka krycího kotouče
- Ucpávka nosného kotouče

Model ucpávky krycího kotouče zahrnuje kromě oblasti okolo břitů celý kanál mezi výstupem z oběžného kola a jeho sáním. Byly vytvořeny čtyři různé modely ucpávky. Tři modely se liší v ucpávkové vůli (modely $1v$, $1,5v$ a $2v$). Pro model $4z$ zůstala

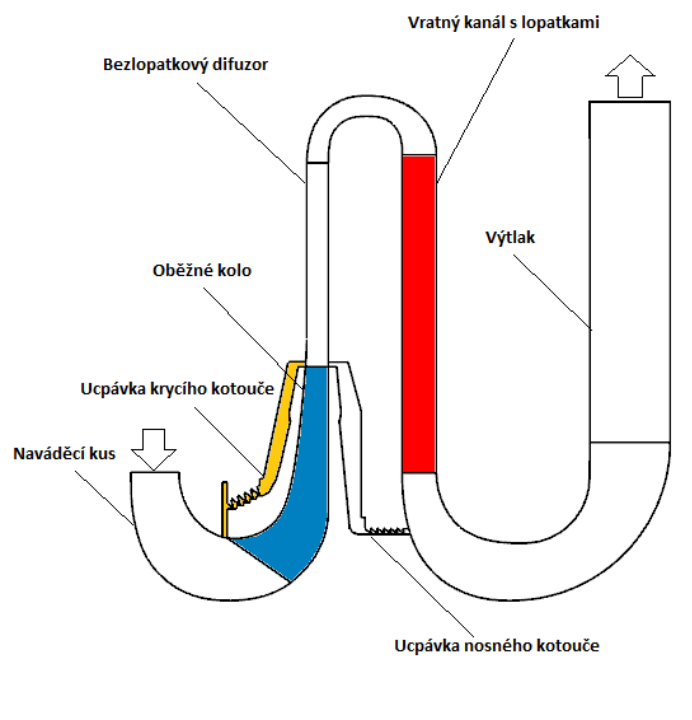
zachována vůle $v = 0,4$ mm a byl odstraněn poslední břit ve směru proudění. Ostatní geometrie zůstala zachována. Geometrické parametry ucpávky se shodují s měřenou ucpávkou a jsou uvedeny v Tabulce 3.2.

Pro simulaci celého stupně byly zvoleny modely ucpávek s různou vůlí ($1v$, $1,5v$ a $2v$). Model 4z byl nakonec z dalšího výpočtu vynechán, aby bylo možné se soustředit na zkoumání ucpávkové vůle.

Průtočná část kompresoru byla zjednodušena na hladký kanál. Nejsou zahrnuty přechodové rádiusy u lopatek i jinde, technologické otvory pro sondy ani různé otvory v lopatkách. Kvůli ustálení proudění byl přidán rovný úsek výtlaku. V oblasti ohybu před vstupem do dalšího stupně dochází k odtržení proudu od stěny a vzniku vírů a není vhodné sem umístit okrajovou podmínku.

Protože součást je rotačně symetrická, nebylo třeba ji modelovat v celém rozsahu. U ucpávky stačí použít rotační výsek, v oběžném kole a lopatkovém vratném kanálu volíme jeden průtočný kanál s lopatkou. Oběžné kolo má 14 lopatek, ve vratném kanálu se jich nachází 28. Oblasti s lopatkami jsou vyznačeny barevně na obrázku 4.1.

Geometrie ucpávek vytvořená v NX byla importována do programu DesignModeler, kde je možné ji ještě drobně opravovat a měnit. U oběžného kola a vratného kanálu byl použit specializovaný program BladeDesigner pro lopatkové stroje. Pro export geometrie pro síťování bylo nutné definovat křivky krycího a nosného kotouče, počet lopatek a jejich náběžnou a odtokovou stranu. Program automaticky vytvoří model jednoho kanálu s lopatkou. Protože model oběžného kola zahrnuje i naváděcí kus a bezlopatkový difuzor, je nutné odlišit rotační a pevné části. Stejně tak u vratného kanálu.



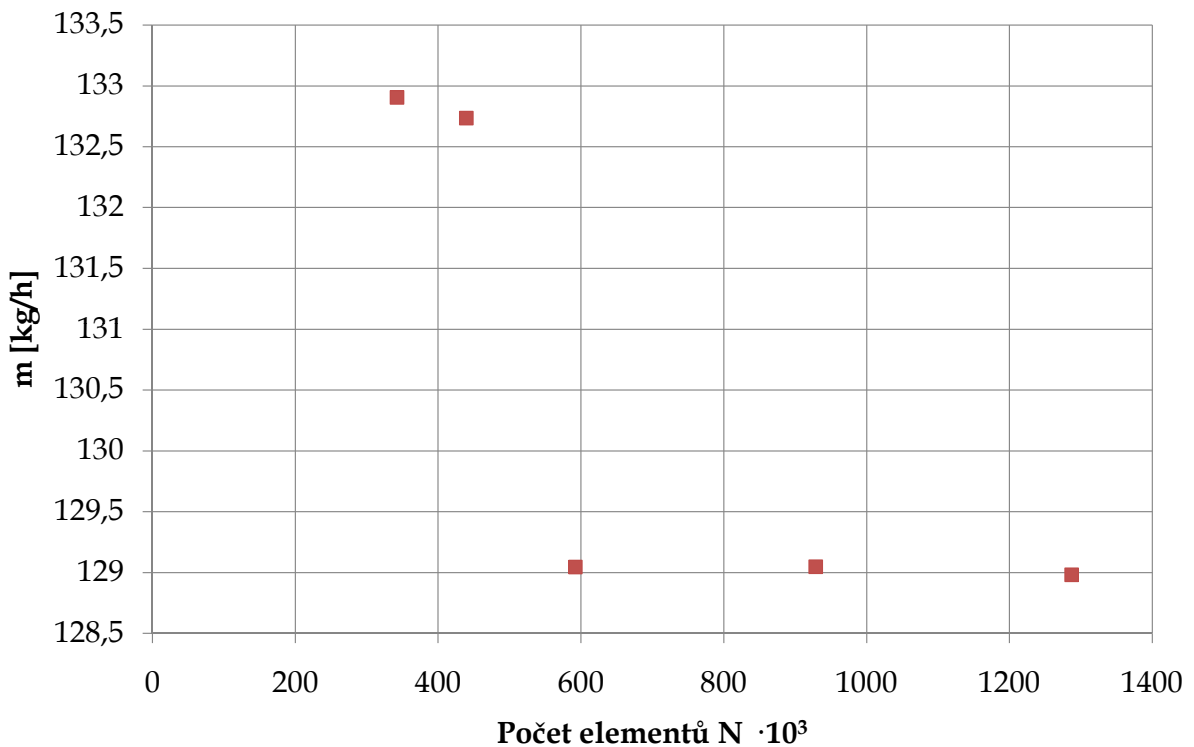
Obrázek 4.1: Meridionální řez kompresorem

4.2 Výpočetní síť

Výpočetní síť je jedním z nejdůležitějších parametrů pro úspěšné řešení zadaného problému. Musí být dostatečně jemná, aby byla schopna zachytit různé jevy proudění. Zároveň zbytečně malá velikost a velký počet buněk zvyšuje náročnost výpočtu často bez rozeznatelného vlivu na výsledek.

K odhadu optimálního počtu buněk slouží analýza vlivu počtu elementů. Ta porovnává určitou zkoumanou veličinu, zde hmotnostní průtok ucpávkou krycího kotouče, pro sítě s různým počtem buněk. Bylo vymodelováno pět různých sítí, u kterých se postupně snižovala velikost elementů. Simulace byla provedena se stejnými okrajovými podmínkami.

Výsledná závislost hmotnostního průtoku m na počtu elementů N je vynesena na obrázku 4.2. Tato závislost by se se zvyšujícím počtem elementů měla blížit teoreticky přesnému řešení. Pro nestrukturovanou síť z Ansys Meshing je nicméně obtížné zajistit rovnoměrné zmenšování sítě a v takových případech pak často nelze exaktně vyhodnotit GCI (Grid Convergency Index), (Celik et al., 2008). Z grafu je vidět, že rozdíl mezi sítěmi s $N > 600 \cdot 10^3$ je v řádu řádu setin procent.



Obrázek 4.2: Analýza vlivu počtu elementů

Výpočetní síť obou ucpávek a výtlačku byla vytvořena v programu Ansys Meshing. Síť je nestrukturovaná, tvořená z troj- a čtyřhranů.

V základním nastavení sítě ucpávky byla vybrána jemná síť se zvýšeným počtem buněk v oblasti břítů a zakřivení. Ve směru rotace byla pro vytvoření elementů použita funkce sweep a u stěn byla dále snížena velikost elementů. Kritickým místem jsou oblasti mezi břitem ucpávky a rotorem. Na základě zkušeností zadavatele bylo doporučeno zde umístit alespoň 6 elementů v radiálním směru, jak je vidět na obrázku 4.4.

Při tvorbě sítě ucpávky bylo třeba brát ohled na bezrozměrnou vzdálenost ode zdi y^+ , která se pro různé modely turbulence může lišit. Pro řešení laminární podvrstvy je

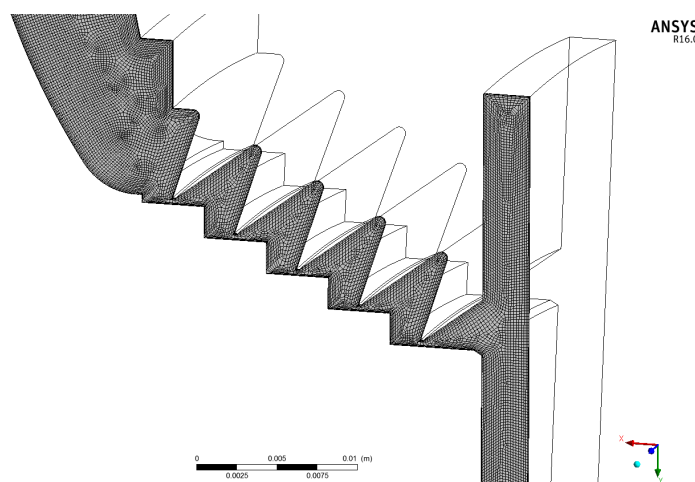
n_u	$\overline{y^+}$	
	Krycí kotouč	Mezistěna
10 444	22	18
13 427	30	23
16 411	38	30

Tabulka 4.1: Průměrné hodnoty y^+ v ucpávce krycího kotouče

	Doporučení	Globální hodnota
Orthogonality Angle Min	$> 10^\circ$	22, 2°
Expansion Factor Max	< 20	18
Aspect Ratio Max	$< 1000^1$	397

Tabulka 4.2: Doporučené a dosažené parametry sítě pro řešič CFX (SHARCNet, 2018)

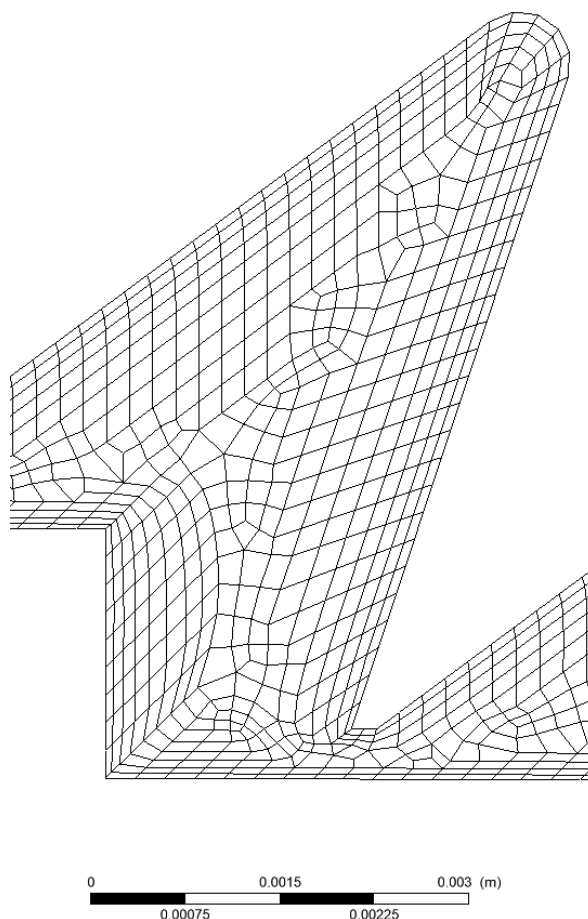
třeba dodržet $y^+ \sim 1$. Pokud se první výpočetní uzel pohybuje mimo ni, aproximuje se mezní vrstva pomocí stěnových funkcí. V takovém případě pro model SST je doporučeno rozmezí $y^+ \sim 20 - 200$. (Ansys, 2017a) Při řešení laminární podvrstvy by byl počet buněk příliš vysoký, zvláště při simulaci celého stupně kompresoru. Proto byl zvolen tento interval. V tabulce 4.1 jsou uvedeny průměrné hodnoty $\overline{y^+}$ na straně rotujícího krycího kotouče a mezistěny pro různé otáčky. Nižší hodnoty jsou na straně mezistěny, protože v oblasti za břitem dochází k přeměně kinetické energie, tvorbě vírů a je zde obecně menší rychlost.



Obrázek 4.3: Síť ucpávky krycího kotouče

Pro přesný a stabilní výpočet je třeba při síťování modelu dbát na parametry kvality sítě. Jde především o Aspect Ratio, Orthogonality Angle a Mesh Expansion Factor. Orthogonality Angle udává zkosení buněk (pro čtyřhranné elementy je ideální vnitřní úhel 90° , pro trojhranné 60°), v buňkách se nesmějí vyskytovat příliš malé úhly. Aspect ratio udává poměr velikosti největší a nejmenší stěny elementu, tedy protažení buněk sítě. Parametr Expansion Factor určuje poměr velikosti největšího a nejmenšího elementu v okolí uzlu a udává tak rovnoměrnost sítě. Doporučené hodnoty parametrů sítě pro řešič Ansys CFX a dosažené hodnoty při simulaci stupně udává tabulka 4.2.

¹Pro nastavení řešiče „Double precision“



Obrázek 4.4: Detail sítě v oblasti labyrintu

Úsek	Počet elementů
Naváděcí kus	60 352
Oběžné kolo	411 840
Difuzor	194 304
Vratný kanál	604 022
Výtlačk	87 577
Ucpávka krycího kotouče	953 155
Ucpávka nosného kotouče	426 930
Σ	2 738 180

Tabulka 4.3: Počet elementů výpočetní sítě

Sít pro blok oběžného kola se vstupem a difuzorem byla vytvořena v programu GridPro, který síť automaticky generuje. Výhodou při společném síťování oběžného kola se sáním a difuzorem je, že na sebe jednotlivé rotační i nerotační úseky dobře navazují.

Při tvorbě výpočetní sítě byla snaha se řídit interními směrnicemi ČKD pro výpočet radiálního kompresoru. Výsledný počet buněk při simulaci stupně je uveden v tabulce 4.3.

G_7	$\Delta p_{7\text{SST}}[\%]$	$\Delta p_{7k-\epsilon}[\%]$
7200	-1,31	0,88
7812	-0,91	0,43
8424	-0,2	0,83
9000	-0,002	1,5

Tabulka 4.4: Porovnání modelů turbulence SST a $k - \epsilon$

4.3 Výpočetní model

Výpočetní síť jednotlivých domén byly přeneseny do programu CFX-Pre, kde se simulace připravuje ke spuštění. Je třeba především definovat a pojmenovat všechny domény a propojit je mezi sebou pomocí rozhraní. Dále určit okrajové podmínky, model turbulence, časový krok a další. Tento postup je popsán v následujících odstavcích.

4.3.1 Model turbulence

Nejprve je nutné se ujistit, že proudění v ucpávce se nachází v turbulentním režimu. K tomu slouží Reynoldsovo číslo. K jeho výpočtu je nezbytné určit hydraulický průměr ucpávky jako poměr průřezu a omočeného obvodu

$$d_h = \frac{4S}{O} = \frac{4\pi d_u v}{2\pi d_u} = 2v \quad (4.1)$$

Rychlost plynu pod břitem vychází z rovnice kontinuity

$$u = \frac{m}{\rho S} = \frac{m}{\rho \pi d_u v} \quad (4.2)$$

Hmotnostní průtok odhadneme podle rovnice (6.1). Pro $p_{1u} = 0,1471$ MPa a $T_{1u} = 328$ K je $m = 145,4$ kg/h, dynamická viskozita $\mu = 1,95 \cdot 10^{-5}$ Pas

$$Re = \frac{ud_h \rho}{\mu} = \frac{m2v\rho}{\mu\rho\pi d_u v} = \frac{2m}{\pi\mu d_u} = \frac{2 \cdot 145,4}{3600 \cdot \pi \cdot 1,95 \cdot 10^{-5} \cdot 0,2744} = 4805 \quad (4.3)$$

Pro $Re > 4000$ můžeme proudění v potrubí považovat za turbulentní.

Model turbulence má při numerických simulacích podobně významnou roli jako výpočetní síť. Pro standardní případy je doporučeno použít jeden z modelů SST $k - \omega$ nebo $k - \epsilon$. Pro porovnání byla provedena simulace stupně pro oba tyto modely se stejnými okrajovými podmínkami a výpočetní sítí. Výsledky z obou simulací pro několik různých bodů na tlakové charakteristice byly porovnány s hodnotami z návrhového softwaru RTK. V tabulce 4.4 jsou uvedeny procentuální rozdíly výstupního tlaku p_7 modelů SST a $k - \epsilon$ vůči hodnotám z RTK pro $n_u = 13427$ 1/min.

Oba modely se v tomto případě přiblížily naměřené hodnotě. Rozdíl oproti RTK je však průměrně pro model SST nižší a lépe sleduje tvar charakteristiky než samotný model $k - \epsilon$. Proto pro numerickou simulaci ucpávky i celého stupně byl použit model turbulence $k - \omega$ Shear Stress Transport. Výhodou tohoto modelu by měla být přesnější predikce odtržení proudu od stěny kanálu při velkých tlakových gradientech než u běžných RANS modelů. Proto se více hodí pro simulaci kompresoru.

4.3.2 Okrajové podmínky

Volba okrajových podmínek pro danou úlohu ovlivňuje stabilitu výpočtu. Je výhodné vycházet ze známých hodnot. Případně je možné okrajové podmínky odhadnout tak, aby fyzikálně odpovídaly danému ději v zařízení.

V CFX-Pre je možné volit na vstupu i na výstupu mezi rychlostí v různých souřadnicích, hmotnostním průtokem a statickým nebo celkovým tlakem. Na vstupu se určuje celková nebo statická teplota nebo entalpie a intenzita turbulence.

Model ucpávky

Pro model ucpávky byla nejprve vybrána podmínka celkového tlaku na vstupu do ucpávky a statický tlak na výstupu. Tato kombinace však špatně konvergovala a i po ustálení vykazovala vysoká rezidua a nerovnováhu hmotnostního toku mezi vstupem a výstupem. Proto byla zvolena následující kombinace okrajových podmínek.

Vstup	- Podzvukový režim proudění
	- Statický tlak
	- Střední intenzita turbulence
	- Celková teplota
Výstup	- Podzvukový režim proudění
	- Statický tlak
Stěna krycího kotouče	- Rotující stěna s obvodovou rychlostí
	- Izolovaná stěna

Hodnoty tlaků na vstupu a výstupu byly převzaty z návrhového softwaru RTK pro různé otáčky.

Model celého stupně

Manuál CFX doporučuje jako jednu z nejrobustnějších kombinací okrajových podmínek celkový tlak na vstupu a hmotnostní průtok na výstupu. Což se potvrdilo i v této simulaci. Hodnoty průtoku vycházely ze známých hodnot z RTK. Umístění okrajových podmínek je vyznačeno šipkami na obrázku 4.1.

Vstup	- Celkový tlak	0,1 MPa
	- Celková teplota	293,15 K
	- Podzvukový režim proudění	
	- Střední intenzita turbulence	
Výstup	- Hmotnostní průtok	1,3 – 3,3 kg/s
	- Podzvukový režim proudění	
Oběžné kolo, UNK, UKK ²	- Otáčky	10 444, 13 427, 16 411 1/min

Pro volbu modelu proudění je rozhodující rychlost proudění. Machovo číslo vztažené k otáčkám oběžného kola se nachází v rozmezí $M = 0,7 - 1,1$. Předpokládáme, že proudění je na vstupu a výstupu výhradně podzvukové.

Protože pro Machovo číslo platí $M > 0,3$ byl pro přenos tepla zvolen „Total energy“ model. Ten definuje transport entalpie a vliv kinetické energie. Přenos energie vlivem vazkých sil nelze u vysokorychlostního proudění zanedbat, což odpovídá „Incl. Viscous Work Term“.

Model stupně se skládá z jednotlivých domén, které se spojí do výsledného modelu. Pro rozhraní mezi rotorem a statorem nebo propojení různých sítí jsou v CFX

²U ucpávky krycího a nosného kotouče je rotující pouze odpovídající stěna, doména je stacionární

pro stacionární výpočty k dispozici dva typy rozhraní. Rozhraní typu „Frozen Rotor“ umožňuje přenesení profilů jednotlivých veličin mezi doménami. Při použití rozhraní typu „Stage“ dochází k průměrování hodnot po obvodu a dosažení konvergence je výpočetně náročnější.

Pro výpočet stupně byly použity oba typy rozhraní. Tam, kde nedochází k změně rozteče, byl zvolen typ Frozen Rotor. Na rozhraní difuzor - vratný kanál a vratný kanál - výtlak je typ Stage. Na všech těchto rozhraních musela být také nastavena změna rozteče.

4.3.3 Ostatní nastavení

Médium

Vzhledem k funkci kompresoru bylo vybráno stlačitelné médium. Knihovna CFX-Pre nabízí velké množství různých plynů, pro zjednodušení výpočtu však byl vybrán model „Air Ideal Gas“. Platí pro něj stavová rovnice ideálního plynu a měrná tepelná kapacita je konstantní.

Časový krok

Pro počáteční odhad časového kroku je možné nastavit automatickou volbu časového kroku. Software sám na základě okrajových podmínek, podmínek proudění a otáček zvolí vhodný časový krok. Pokud uživatel volí krok sám, doporučuje se vycházet z intervalu $\left(\frac{1}{10n_u}, \frac{1}{n_u}\right)$.

Při výpočtu ucpávky byla z důvodu lepší konvergence volena vlastní hodnota. Při prvních simulacích bez počáteční podmínky byl časový krok menší, což zajišťuje robustnější výpočet. Při výpočtu s počátečními podmínkami z předchozích simulací mohla být tato hodnota zvětšena, pro rychlejší konvergenci.

Řešič

Nastavení řešiče ovlivňuje přesnost řešení a stabilitu výpočtu. Volba advekčního schématu určuje chybu diskretizace. V tomto případě bylo použito standardní numerické schéma druhého řádu přesnosti („High Resolution“), stejně tak pro model turbulence.

Při výpočtu byly kontrolovány velikosti středních kvadratických reziduí (RMS), Zároveň byly sledovány i hodnoty izoentropické a polytropické účinnosti stlačení nebo tlakový poměr. U dobře zkonvergovaného řešení by se tyto hodnoty neměly v čase měnit. Po ukončení výpočtu řešič vypíše různé typy lokálních nerovnováh, které je též vhodné zkontrolovat.

Počet nutných iterací se mezi simulacemi lišil. Některé body na charakteristice vyžadovaly vyšší počet iterací. Vliv na řešení má použití počátečních podmínek.

Vyhodnocení

5.1 Simulace ucpávky kompresoru

Pro zobrazení grafických výstupů numerických simulací slouží program CFX-Post. Pro následné zpracování výsledků se jeví jako nejvhodnější MS Excel, případně Matlab.

V této kapitole jsou vyneseny průběhy důležitých veličin v ucpávce získaných ze simulace. Na průběhu tlaku, rychlosti a teploty lze dobře ověřit teoretické poznatky o proudění v labyrintu.

Grafické výstupy v této kapitole jsou uvedeny pro stejné okrajové podmínky.

Vstup	Statický tlak	$p_{1u} = 0,1703 \text{ MPa}$
	Celková teplota	$T_{1u} = 353,5 \text{ K}$
Výstup	Statický tlak	$p_{2u} = 0,095 \text{ MPa}$
Nosný kotouč	Otáčky	$n_u = 13427 \text{ 1/min}$

5.1.1 Tlakový a rychlostní profil

Tlakový profil v ucpávce úzce souvisí s rychlostním profilem. Rozlišujeme zde mezi statickým a celkovým tlakem. Z Bernoulliho rovnice se celkový tlak p_c pro nestlačitelnou kapalinu vypočte jako součet statické a dynamické složky.

$$p_c = p + \rho \frac{u^2}{2} \quad (5.1)$$

Výpočet pro ideální plyn s konstantní měrnou tepelnou kapacitou c_p vychází z prvního a druhého termodynamického zákona pro izoentropické změny stavu plynu. (Ansys, 2017b)

$$p_c = p \cdot \exp\left(\frac{1}{R} \int_{T_s}^{T_c} \frac{c_p(T)}{T} dT\right) \quad (5.2)$$

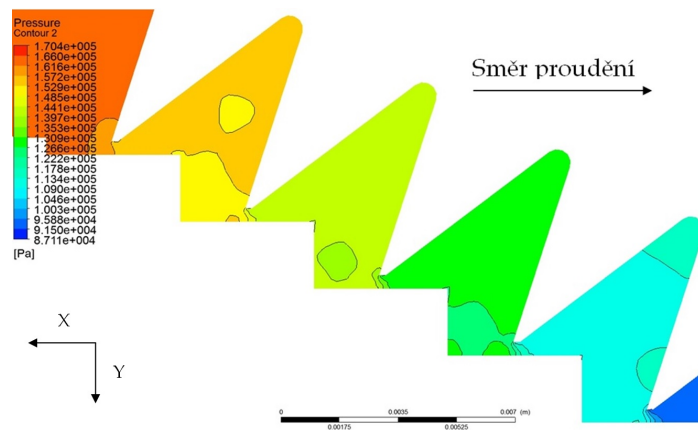
T_s a T_c je statická a celková teplota.

$$T_c = T_s + \frac{u^2}{2c_p} \quad (5.3)$$

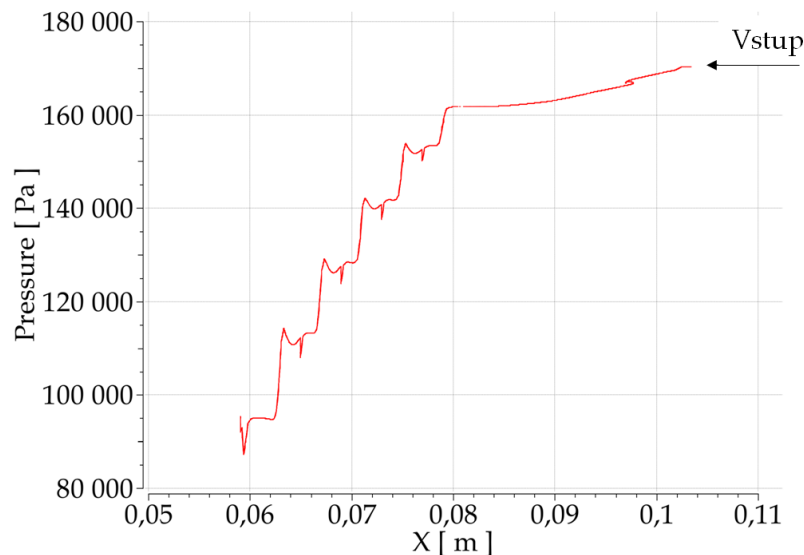
K tlakové ztrátě dochází v celém kanálu ucpávky. V první části mezi vstupem a labyrintem vzniká tlaková ztráta vlivem místních ztrát a tření. Průřez kanálu se zvětší a zároveň se mění směr proudění. Úbytek statického tlaku v této oblasti tvoří maximálně 5%.

Hlavním zdrojem tlakové ztráty je oblast labyrintu. Pod břitem se zvýší rychlost plynu, čímž se tlaková energie přemění na kinetickou a poklesne statický tlak. V komoře, která následuje za břitem, dochází k zavření. Tlak v komoře není všude stejný. Ke středu vírů tlak dále klesá, především v oblasti „pod schodem“ (viz obrázek 5.1).

Na obrázku 5.2 je průběh statického tlaku na straně krycího kotouče. Směr proudění odpovídá klesající x-ové souřadnici (jak je vyznačena na obrázku 5.1). Pro každý z pěti břítů je jasně viditelná tlaková diference, která se postupně zvětšuje. Největší tlaková ztráta se objeví na posledním břitu, což odpovídá odvození průběhu v $h - s$ diagramu na obrázku 2.3. V oblasti mezi dvěma břity je vidět mírné zakolísání tlaku. Protože sledujeme tlak podél krycího kotouče, tento pokles je způsoben nižším tlakem, který se nachází ve víru pod schodem.



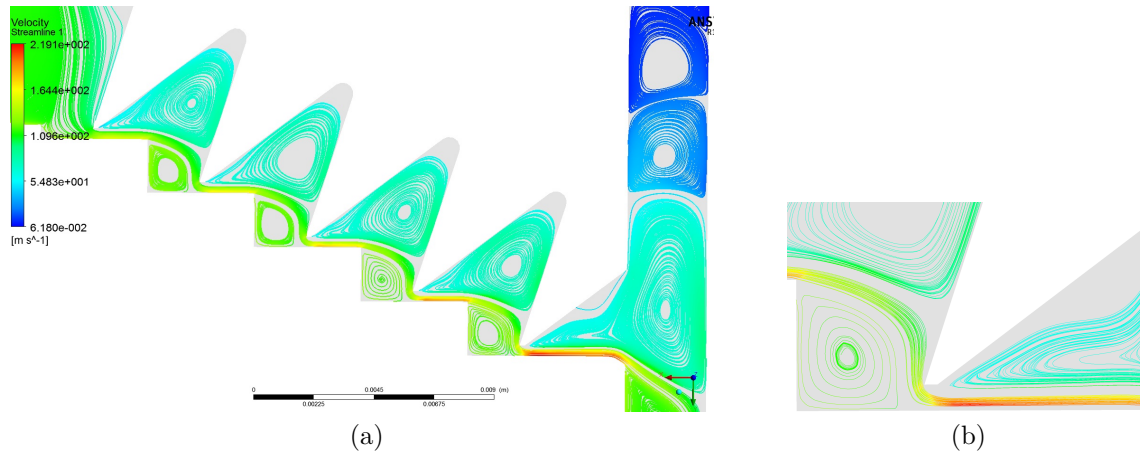
Obrázek 5.1: Statický tlak v ucpávce



Obrázek 5.2: Statický tlak na straně krycího kotouče

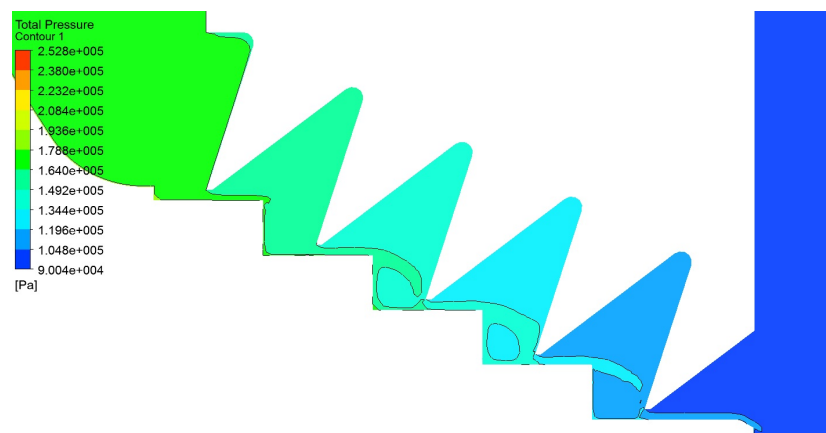
Průběh tlaku souvisí s rychlostí plynu. V komůrce za břitem se vytváří více vírů, ve kterých se disipuje kinetická energie (obrázek 5.3). Oproti přímému ve stupňovitém labyrintu vzniká vír v prostoru pod schodem, ve kterém se přeměňuje další energie. Ve špičce komůrky ucpávky se rychlost proudění blíží nule.

Těsnicí účinek břitu zvyšuje stlačení proudnic, v detailu na tomtéž obrázku. Největší rychlosti dosáhne plyn těsně za břitem v místě největšího stlačení proudu. U ideálního labyrintu by se všechna kinetická energie přeměnila na teplo. V reálném případě část proudu přechází přímo na další břit, aniž by byla jeho kinetická energie disipována. Při průchodu labyrintem se rychlost zvyšuje úměrně úbytku tlaku, nejvyšší rychlosti plyn nabývá za posledním břitem.



Obrázek 5.3: Rychlost v ucpávce

Profil celkového tlaku je vykreslen na obrázku 5.4. Opět zde vidíme vliv nedisipované energie, která vstupuje na další břit.



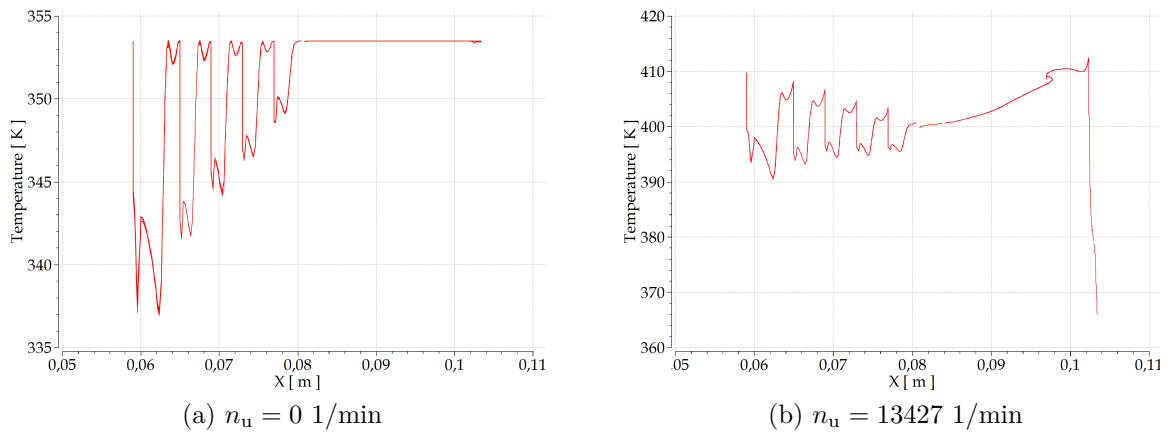
Obrázek 5.4: Celkový tlak v ucpávce

5.1.2 Teplotní profil

Při škrcení ideálního plynu, který má konstantní měrnou tepelnou kapacitu, předpokládáme, že se celková entalpie a teplota průchodem ucpávkou nezmění. To však neplatí v případě, že se jedna ze stěn kanálu pohybuje. V tomto případě se plyn v ucpávce ohřívá vlivem tření o rotující stěnu a teplota průchodem ucpávkou vzroste. (Yan et al.)

Pro porovnání je na obrázku 5.5 (a) zobrazen průběh statické teploty, když se stěna krycího kotouče neotáčí. Pod břitem ucpávky plyn izoentropicky expanduje, při čemž teplota klesá. Následně se plyn izobaricky ohřeje přibližně na původní hodnotu a po průchodu celou ucpávkou se statická teplota téměř nezmění. Na obrázku 5.5 (b) je

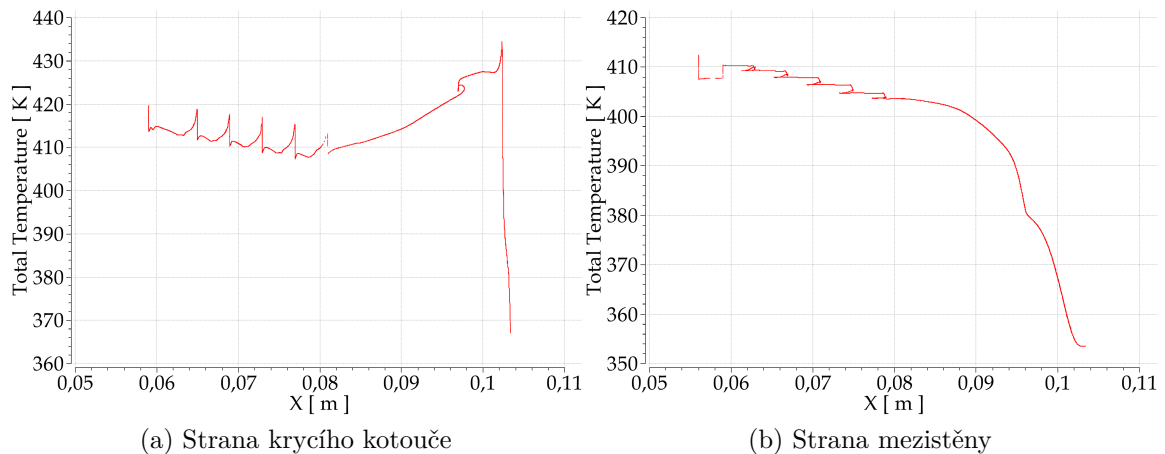
průběh statické teploty při obvodové rychlosti $n_u = 13427$ 1/min a stejných okrajových podmínkách. Výsledná teplota se po průchodu labyrintem zvýší téměř o 57 K oproti teplotě z okrajové podmínky na vstupu.



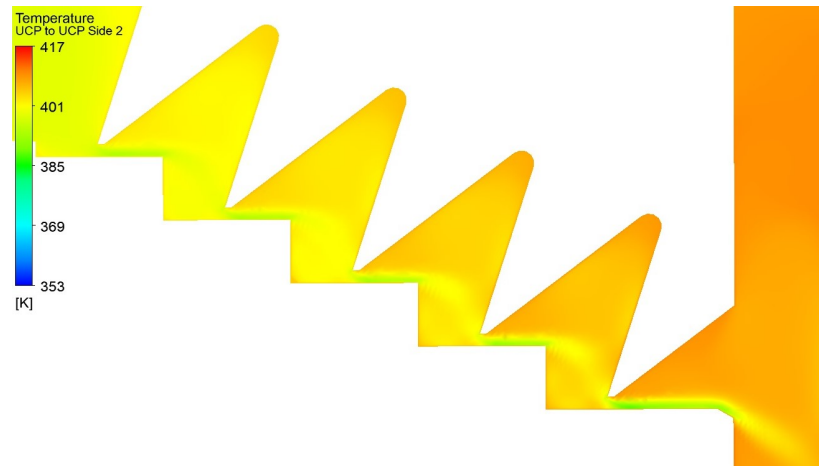
Obrázek 5.5: Statická teplota na straně krycího kotouče

Průběh celkové teploty podél rotujícího krycího kotouče je na obrázku 5.6 (a). Skok v teplotě těsně za vstupem do ucpávky je zřejmě způsoben velkým rozdílem mezi obvodovou rychlostí kotouče a nízkou axiální rychlostí plynu na vstupu do ucpávky. Na obrázku (b) je zobrazen průběh podél stacionární mezistěny, kde je plyn postupně ohříván.

Pokud bychom se soustředili pouze na změnu teploty v oblasti labyrintu, zjistíme, že mezi prvním a posledním břitem dojde k nárůstu teploty asi o 9 K. Grafický průběh statické teploty v ucpávce je na obrázku 5.7.



Obrázek 5.6: Celková teplota v ucpávce



Obrázek 5.7: Statická teplota v ucpávce

5.1.3 Hmotnostní průtok

Pro vyhodnocení hmotnostního průtoku v ucpávce je třeba zavést tlakový poměr. PI_s porovnává statický tlak na výstupu z oběžného kola a celkový tlak na vstupu do stupně. V případě simulace ucpávky je to statický tlak na jejím vstupu a celkový tlak na výstupu. Poměr byl vybrán, protože stejné veličiny jsou použity pro výpočet průtoku ucpávkou v návrhovém programu RTK zadavatele.

$$PI_s = \frac{p_{1u}}{p_{c2u}} \quad (5.4)$$

Na obrázku 5.8 je závislost hmotnostního průtoku na tlakovém poměru PI_s pro různé otáčky. Pro všechny ucpávky platí $v = 0,4$ mm. Z křivek vypočtených pomocí CFD je patrný vliv otáček na účinnost těsnění. Se zvyšujícími se otáčkami klesá hmotnostní průtok a ucpávka lépe plní svoji funkci. Rozdíl v průtoku ucpávkou mezi různými otáčkami je pro vyšší PI_s poměrně konstantní. Rozdíl mezi $M = 1,1$ a $M = 0,7$ zde dosahuje až 15%.

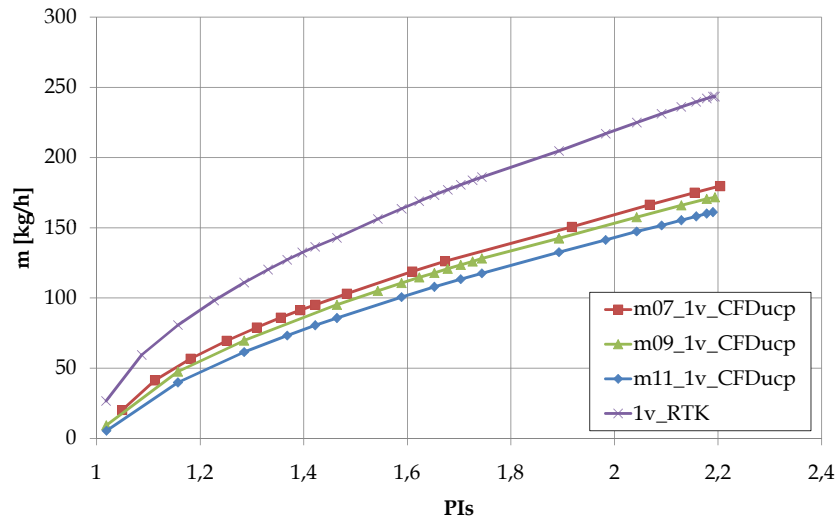
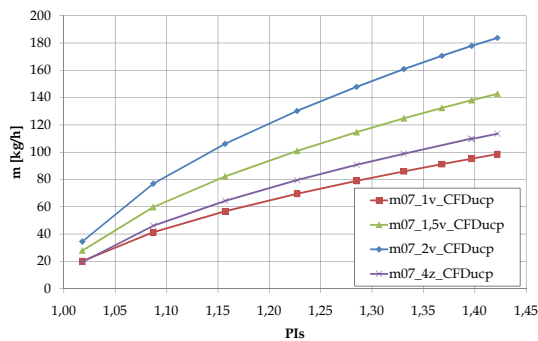
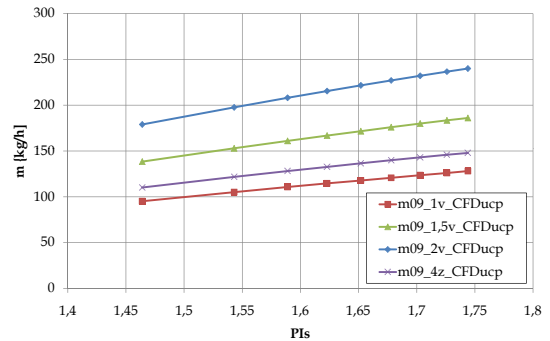
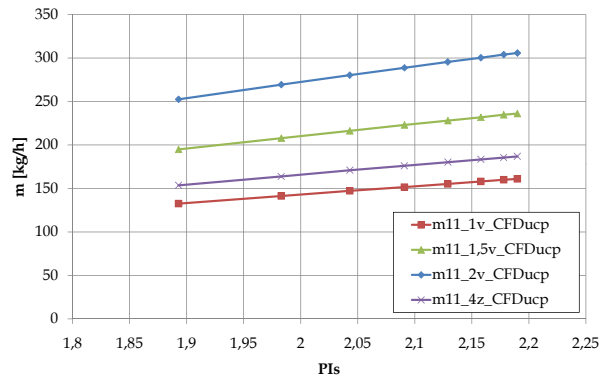
Pro porovnání je uvedena hodnota průtoku z analytické rovnice RTK. V tomto výpočtu nejsou zahrnuty otáčky oběžného kola. Rozdíl mezi hmotnostním průtokem vypočteným CFD a RTK činí až o 50%. Obě křivky jsou si však tvarově podobné, potvrdilo se zde tedy konzervativní nastavení programu RTK.

Vliv vůle a počtu zubů byl zkoumán v menším rozsahu tlaků. Okrajové podmínky na vstupu odpovídaly stavu v rovině „m“ pro dané otáčky. Výsledky hmotnostního průtoku podle tlakového poměru jsou uvedeny na obrázku 5.9. Pro různé ucpávkové vůle se průtok ucpávkou posouvá k větším průtokům. S rostoucími otáčkami jsou rozdíly mezi jednotlivými tlakovými poměry menší. Při ubrání posledního břitu (varianta 4z) se průtok ucpávkou zvětší přibližně o 15%.

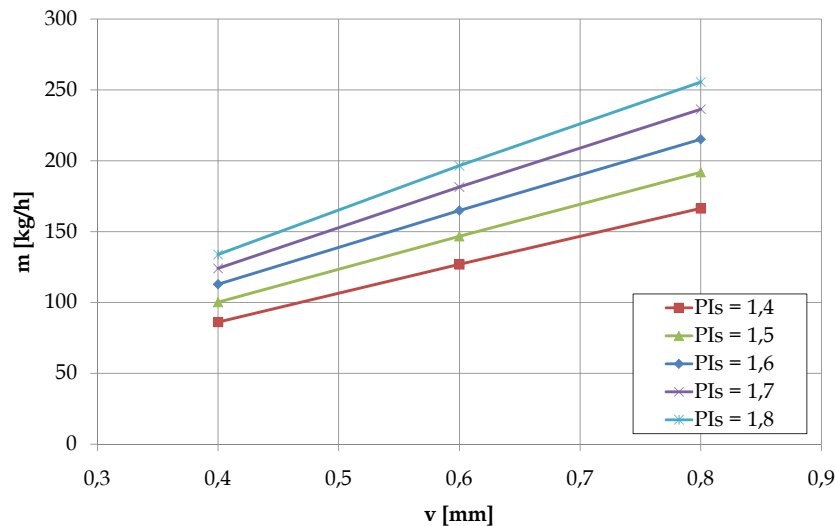
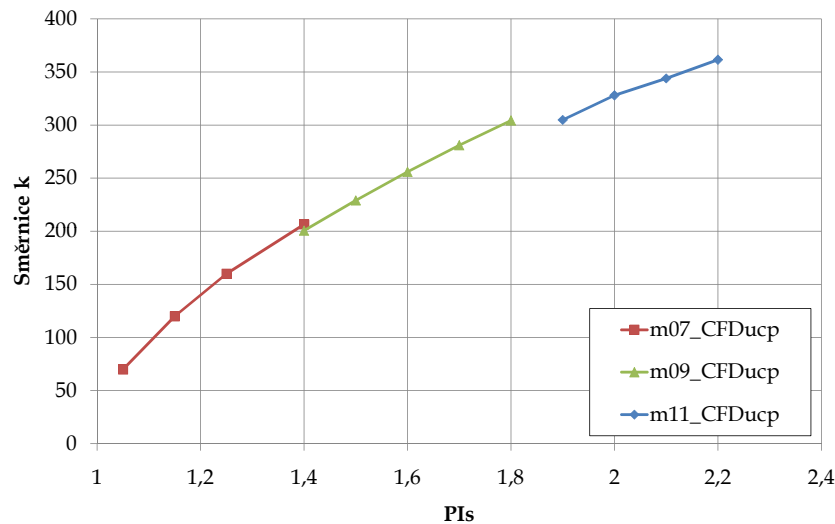
Z předchozích grafů vychází, že hmotnostní průtok ucpávkou závisí na tlakovém poměru, otáčkách oběžného kola a geometrii ucpávky (zde radiální vůle). Pro zjištění vlivu vůle byly vyneseny do grafu hodnoty průtoku pro různé tlakové poměry PI_s (pro $M = 0,9$ na obrázku 5.10). Pro různé PI_s můžeme proložit těmito body přímkou ve tvaru

$$m = kv + q \quad (5.5)$$

Směrnice k roste přímo úměrně tlakovému poměru, jak je patrné z obrázku 5.11. To znamená, že pro vyšší tlakové poměry se zvětšuje vliv ucpávkové vůle. Ke stejné-

Obrázek 5.8: Závislost průtoku ucpávkou na PI_s (a) $M = 0,7$ (b) $M = 0,9$ (c) $M = 1,1$ Obrázek 5.9: Závislost průtoku ucpávkou na PI_s pro různé vůle

mu závěru jsme došli i při vyhodnocování celkové charakteristiky z experimentálního měření. Proti vlivu tlakového poměru stojí otáčky, které těsnicí účinek zlepšují.

Obrázek 5.10: Závislost průtoku ucpávkou na vůli pro různé PI_s , $M = 0,9$ Obrázek 5.11: Závislost směrnice k na tlakovém poměru PI_s pro různé hodnoty Machova srovnávacího čísla (viz. rovnice 2.1)

5.2 Simulace stupně kompresoru

5.2.1 Charakteristika kompresoru

Výsledky v této kapitole pocházejí ze simulace celého průtočného stupně kompresoru (na obrázku 4.1). V modelu je zahrnuta ucpávka krycího i nosného kotouče. Díky tomu můžeme vyhodnotit vliv ucpávkové vůle na charakteristiku kompresoru. Verze s ucpávkovou vůlí $v = 0,4$ byla propočítána pro body po celé charakteristice. Z důvodu výpočetní náročnosti bylo pro simulace se zvětšenou vůlí ($v = 0,6$ mm a $v = 0,8$ mm) vybráno jen několik bodů.

Pro porovnání různých měření je zaveden průtokový součinitel při stavu za oběžným kolem f_m , který udává poměr radiální rychlosti plynu na výstupu z oběžného kola ku obvodové rychlosti.

$$f_m = \frac{Q_m}{\pi D_2 b_2 u_2} \quad (5.6)$$

Objemový tok za oběžným kolem

$$Q_m = \frac{G_7}{\rho_m} \quad (5.7)$$

Hustota plynu v rovině za oběžným kolem

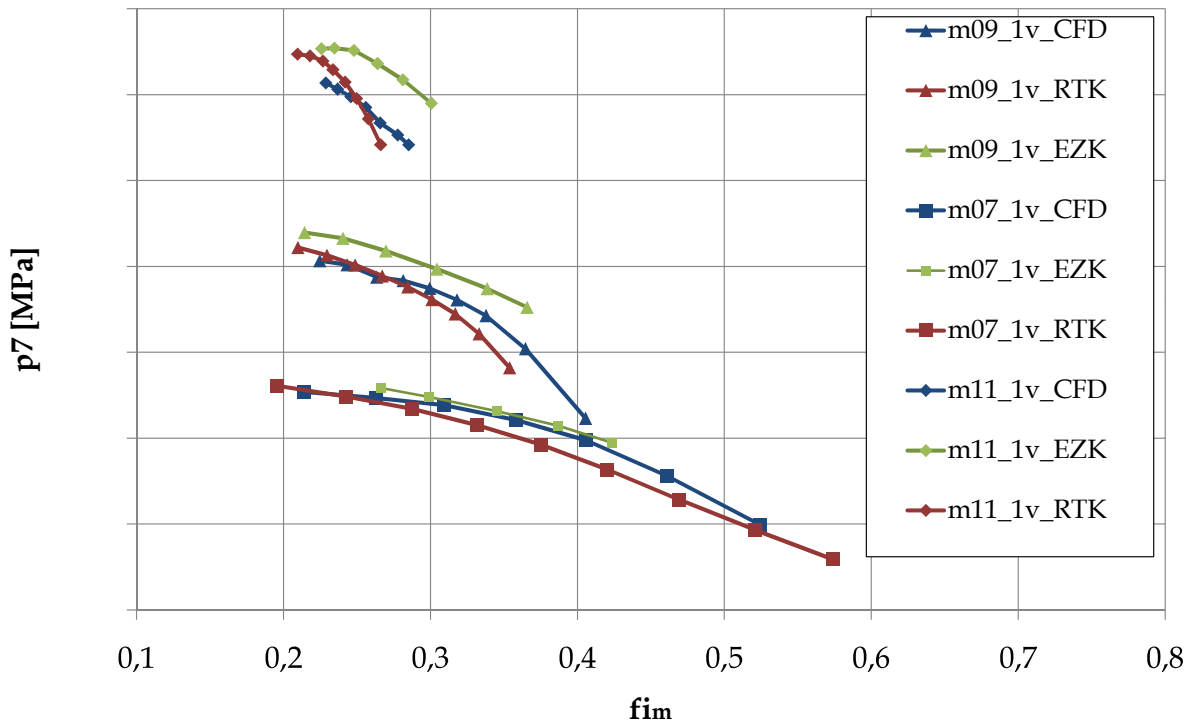
$$\rho_m = \frac{p_m}{rT_{sm}} \quad (5.8)$$

Obvodová rychlost na výstupu z oběžného kola

$$u_2 = \frac{\pi D_2 n_u}{60} \quad (5.9)$$

Na obrázku 5.12 je vynesena závislost celkového tlaku na výstupu ze stupně (rovina „7“) na průtokovém součiniteli f_m . Data porovnávají provedené měření v experimentální zkušebně (EZK), data z programu RTK a CFD výpočet stupně, uvedený v této práci. Hodnoty z programu RTK jsou založeny na předchozím měření.

Výsledky z nejnovějšího měření EZK jsou v dobré shodě s CFD výpočtem především pro nižší otáčky. Pro vyšší otáčky a obvodové rychlosti oběžného kola rozdíl dosahuje asi 5% z hodnoty naměřeného tlaku. Odchylku měření od numerického výpočtu při vysokých otáčkách může způsobit přiblížení se transsonickým rychlostem ($M > 0,8$). To je obtížněji modelovatelné než proudění při podkritických rychlostech. Křivky z programu RTK jsou posunuté vůči měření k nižším tlakům.



Obrázek 5.12: Závislost tlaku na výstupu ze stupně na průtokovém součiniteli f_m ³

Dále byl zkoumán vliv ucpávkové vůle na charakteristiku stupně. V tabulce 5.1 jsou pro různé otáčky uvedeny hodnoty hmotnostního průtoku stupněm (G_7) a pro ně odpovídající změny celkového tlaku, teploty a účinnosti vlivem změny ucpávkové vůle. Δp pro ucpávku s $v = 0,6$ mm (1,5v) se vypočte

³Data na ose y byla vynechána z důvodu uchování obchodního tajemství společnosti zadavatele.

		1,5v	2v	1,5v	2v	1,5v	2v
n_u	G_7 [kg/h]	Δp [%]		ΔT [%]		$\Delta \eta_i$ [%]	
10444	4716	-1,12	-1,63	-0,12	-0,27	-2,19	-2,59
	6840	-0,51	-0,94	-0,06	-0,15	-0,85	-1,3
	8604	-0,23	-0,46	0,06	0,03	-1,09	-1,36
	10080	-0,45	-0,73	-0,03	-0,09	-2,45	-3,75
13427	7200	-0,7	-1,6	-0,14	-0,32	-0,54	-1,26
	8424	-0,97	-1,75	-0,1	-0,24	-1,18	-1,86
	9504	-0,91	-1,64	-0,09	-0,22	-1,07	-1,67
	10404	-0,95	-1,4	-0,09	-0,14	-1,23	-1,62
16411	9720	-1,83	-2,87	-0,46	-0,41	-0,73	-2,41
	10440	-1,43	-2,63	-0,05	-0,28	-1,66	-2,36
	11160	-1,57	-2,46	-0,21	-0,23	-1,18	-2,28
	11592	-0,86	-2,22	-0,31	-0,55	-0,53	-1,43

Tabulka 5.1: Změna výstupního tlaku p_{c7} , teploty T_7 a izentropické účinnosti η_i vlivem ucpávek

$$\Delta p = \frac{p_{71,5v} - p_{71v}}{p_{71v}} 100 \quad (5.10)$$

ΔT a $\Delta \eta_i$ se počítá analogicky pro výstupní teplotu T_7 .

Porovnání hodnot odpovídá závěrům z předchozí kapitoly. Vliv průtoku ucpávkou na charakteristiku stupně roste s otáčkami. Při zvětšování vůle klesá tlak, teplota a tím i účinnost.

5.2.2 Tlakový a teplotní profil v ucpávce

Grafy v tomto oddílu jsou vyneseny pro následující stavy

Průměrný statický tlak za oběžným kolem	$p_{sm} = 0,142$ MPa
Průměrná celková teplota za oběžným kolem	$T_m = 354,2$ K
Hmotnostní průtok ucpávkou krycího kotouče	$m = 91,2$ kg/h
Otáčky oběžného kola	$n_u = 13427$ 1/min

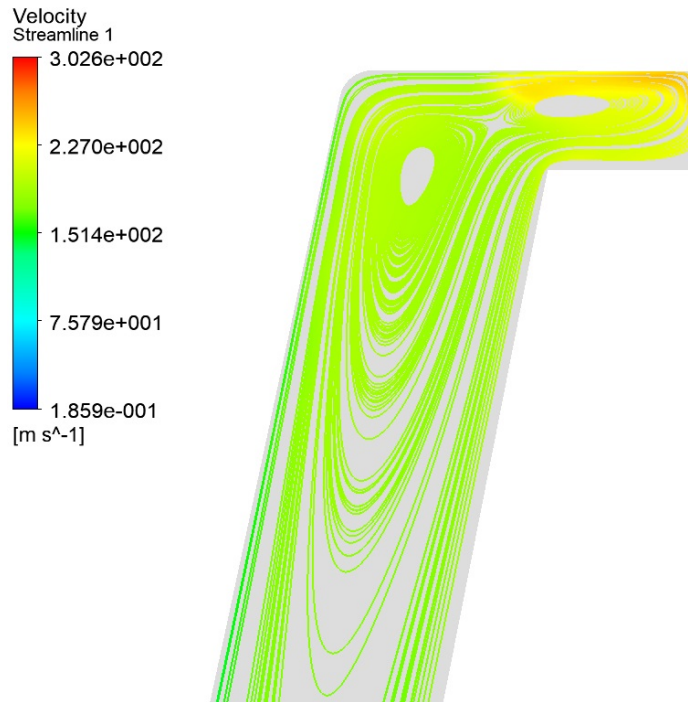
Největším rozdílem vůči simulaci samotné ucpávky je rychlostní profil na rozhraní mezi oběžným kolem a kanálem ucpávky. Za oběžným kolem má plyn vysokou obvodovou rychlost podle rovnice (5.9). Pro kolo o průměru $D_2 = 0,44$ m, otáčející se s frekvencí $n_u = 13427$ 1/min, platí

$$u_2 = \frac{\pi \cdot 0,44 \cdot 13427}{60} = 309 \text{ m/s} \quad (5.11)$$

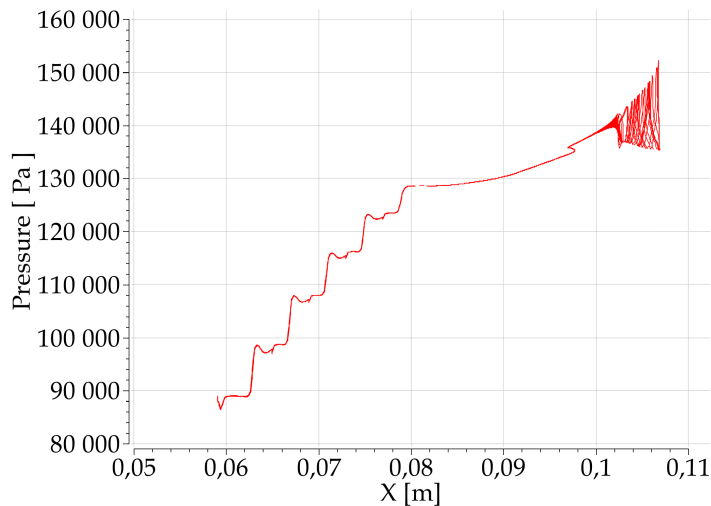
Zároveň těsně za kolem není rychlostní a tlakový profil rovnoměrný, po obvodu se periodicky mění vlivem lopatek. Část proudu vystupujícího z oběžného kola proudí do kanálu ucpávky, kde je zbržděn a vznikne vír, jak je vidět na obrázku 5.13. V tomto víru dochází k první disipaci kinetické energie podobně jako v labyrintu a vzniká tlaková ztráta.

Průběh statického tlaku podél souřadnice koordinačního systému x na straně krycího kotouče můžeme pozorovat na obrázku 5.14. Pro jednu hodnotu x jsou vyneseny tlaky po celém obvodu ucpávky. Protože tlakový profil není těsně za kolem všude stejný, vzniká na vstupu velké rozmezí vynesných hodnot pro jednu souřadnici. Postupně se

hodnoty ustalují a průběh tlaku v labyrintové ucpávce odpovídá výsledkům popsaným v předchozí kapitole.

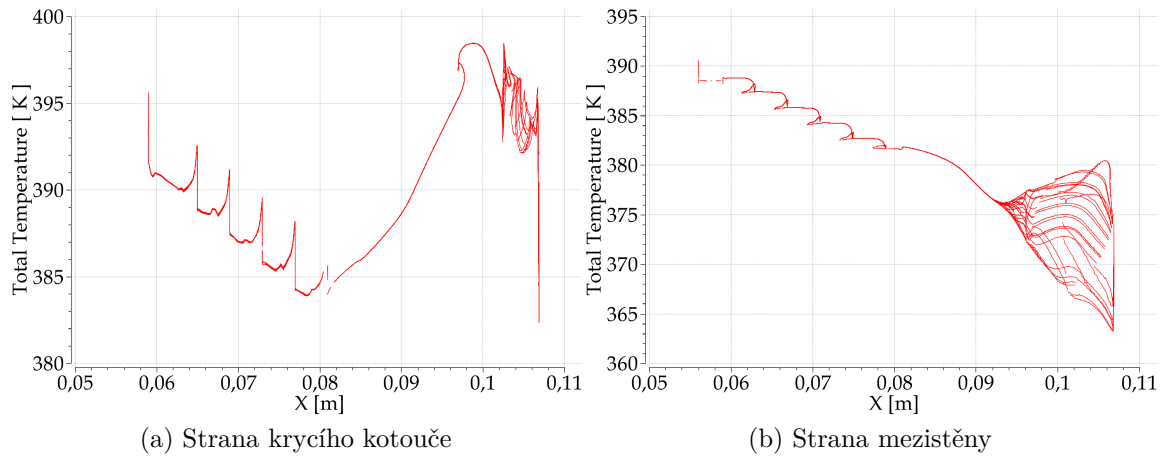


Obrázek 5.13: Rychlost profil na vstupu do kanálu ucpávky

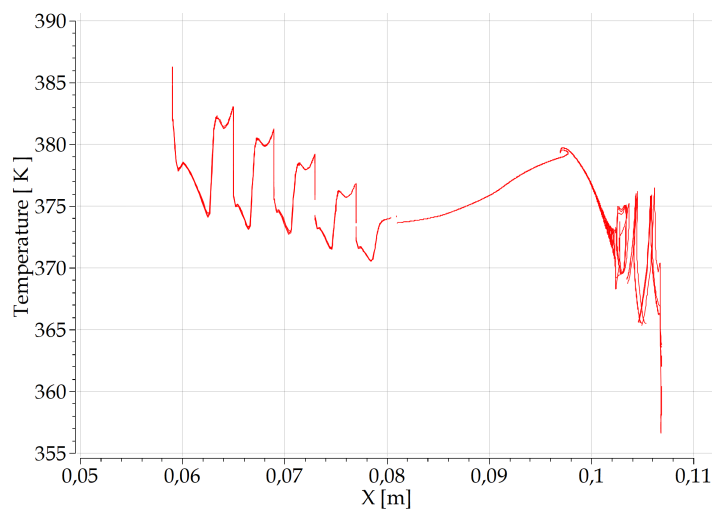


Obrázek 5.14: Statický tlak v ucpávce

Celková teplota na vstupu do ucpávky se liší po obvodu. Na straně krycího kotouče teplota po vstupu vzroste, ale nárůst je proti simulaci ucpávky menší. Teplota na straně mezistěny se postupně zvyšuje. V tomto případě došlo k nárůstu teploty plynu o 32,5 K mezi výstupem z oběžného kola a vstupem do prostoru sání. Se zvýšením otáček se rozdíl teplot zvětšuje. Průběhy celkové teploty pro obě strany kanálu jsou na obrázku 5.15. Statická teplota, která v sobě nezohledňuje rychlost plynu, podél ucpávky také roste, jak je patrné z obrázku 5.16.



Obrázek 5.15: Celková teplota v ucpávce



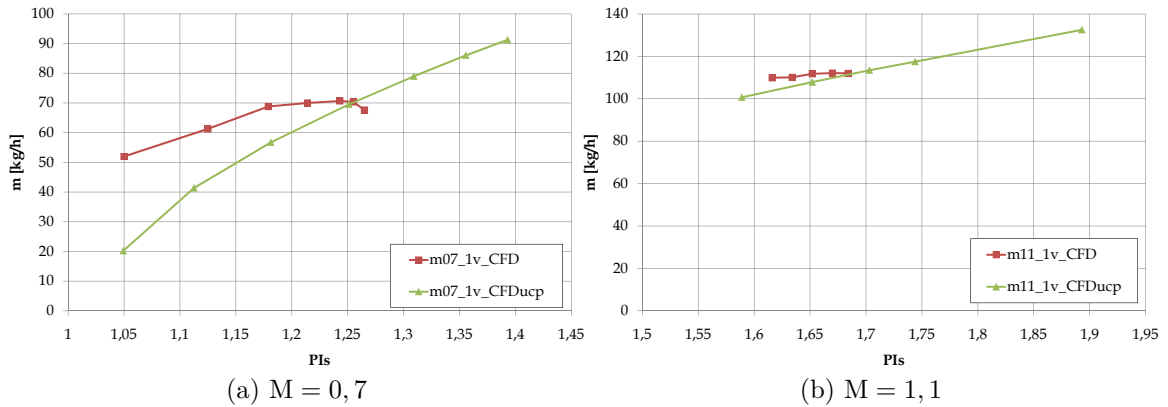
Obrázek 5.16: Statická teplota v ucpávce

5.2.3 Průtok ucpávkou

Průtok ucpávkou nebyl zkoumán v celém rozsahu jako u simulace ucpávky. Tlakové poměry vychází z reálných hodnot, kterých je kompresor pro dané otáčky schopen dosáhnout. To znamená, že všechny vypočtené body se pohybují na charakteristice mezi pumpáží a mezi zahlcení.

Zajímavé je porovnání výsledků ze simulace ucpávky a celého stupně. Je třeba si nejprve uvědomit rozdíl mezi okrajovými podmínkami obou simulací. U ucpávky jsme uvažovali na vstupu statický tlak a proudění ve směru kolmém na vstup. Naopak při simulaci stupně má plyn za oběžným kolem vysokou obvodovou rychlost, která se až v difuzoru přeměňuje na tlak. U simulace samotné ucpávky se celkový tlak od statického téměř neliší.

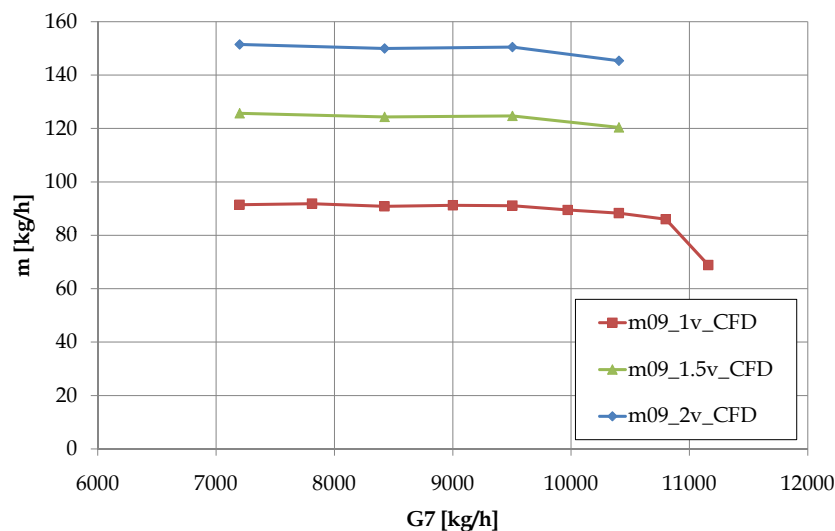
Při vynášení závislosti průtoku ucpávkou na tlakovém poměru PI_s porovnáváme simulace, které mají stejný statický tlak. Liší se tlaky dynamické a výsledný průtok ucpávkou je pro simulaci celého stupně převážně vyšší. Pro nižší PI_s je průtok ucpávkou ze simulace kompresoru oproti výpočtu samotné ucpávky až dvojnásobný. Pro vyšší otáčky ($M = 1,1$) převáží vliv vysokého tlaku a výsledky se téměř shodují (obrázek 5.17).



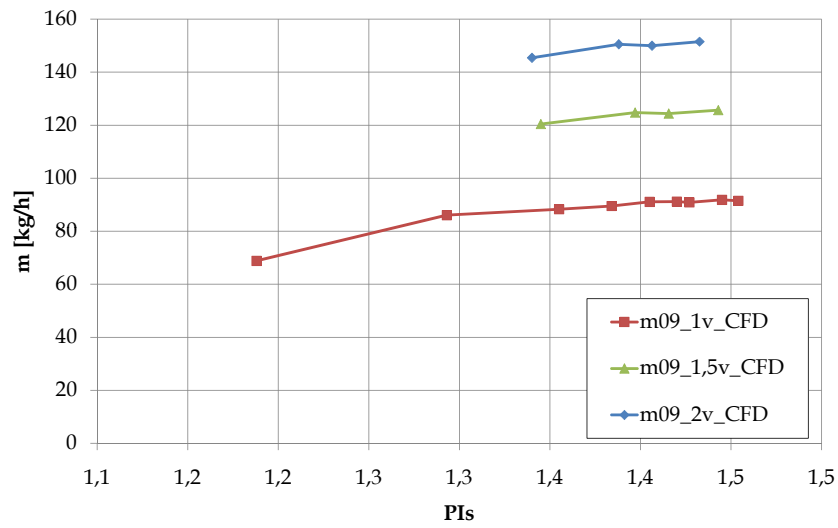
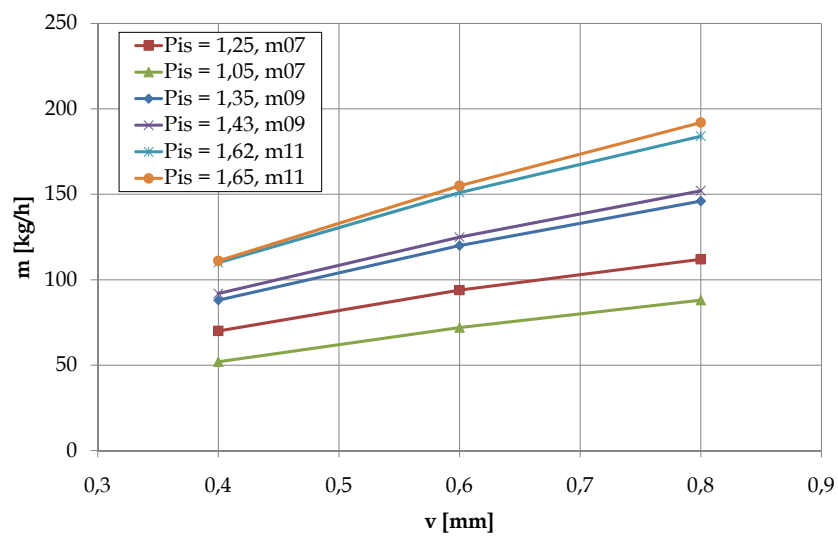
Obrázek 5.17: Porovnání CFD ucpávky a stupně

Pro další porovnání použijeme jen hodnoty ze simulací celého průtočného stupně. Na obrázku 5.18 je vidět závislost průtočného množství ucpávkou na průtoku celým stupněm a na obrázku 5.19 to samé pro tlakový poměr PI_s . Obecně v radiálním kompresoru s klesajícím průtočným množstvím stoupá tlak za oběžným kolem. Pak je na ucpávce větší tlakový spád a její průtok roste.

Pro ucpávky s větší vůlí se zvětšuje průtočná plocha, čímž roste i průtočné množství. Při porovnání předchozích dvou zmíněných grafů si ale můžeme všimnout i jiné změny. Pro modely s různými vůlemi byly voleny stejné hmotnostní průtoky stupněm, podobně jako při měření. Při porovnání těchto bodů je možné si všimnout, že se body o stejném průtoku G_7 posouvají k nižším tlakovým poměrům. To znamená, že účinnost komprese klesá.

Obrázek 5.18: Závislost průtoku ucpávkou na průtoku stupněm, $M = 0,9$

Z grafu na obrázku 5.19 můžeme odečíst pro stejné PI_s a různé vůle v hodnoty průtoku m . Závislosti průtoku ucpávkou na vůli pro různé tlakové poměry jsou vynešeny na obrázku 5.20. Pro simulaci ucpávky byly tyto křivky pro různé tlakové poměry lineární. Při simulaci kompresoru by tato závislost šla proložit mocninnou funkcí.

Obrázek 5.19: Závislost průtoku ucpávkou na průtoku stupněm, $M = 0,9$ 

Obrázek 5.20: Závislost průtoku ucpávkou na vůli pro různé otáčky

Korekce průtoku ucpávkou

Jedním z cílů této práce bylo pomocí CFD ověřit správnost rovnice na výpočet průtoku ucpávkou krycího kotouče a případně ji korigovat. Hodnota hmotnostního průtoku ucpávkou vstupuje do iteračního výpočtu RTK a její správné určení tedy ovlivňuje celý návrh radiálního kompresoru.

V závodě zadavatele se k výpočtu průtoku využívá analytická rovnice (6.1). (Šmíd and Šídlo, 1990) Koeficienty pro přímý a odstupňovaný labyrint zohledňující vliv tvaru břitů a jejich počtu byly zjištěny na základě experimentálního měření. Měření proběhlo v 60. letech minulého století a bohužel již nebylo možné dohledat naměřená data. Stupňovitá ucpávka, která se nyní používá na krycím kotouči, zřejmě nebyla nikdy proměřena. Pro její výpočet se používají koeficienty stupňovitého labyrintu.

$$m_{\text{RTK}} = 10,0311 \cdot \alpha \cdot d_u \cdot v \cdot q \cdot \nu \sqrt{\kappa \frac{p_{1u}}{v_{1u}}} \sqrt{1 - \left(\frac{p_{2u}}{p_{1u}}\right)^2} \quad (6.1)$$

- Průtokový součinitel břitu α , pro běžný poměr v/s , kde s je šířka břitu, je možno volit $\alpha = 0,8$
- Střední průměr ucpávky d_u (mm)
- Tlak před ucpávkou p_{1u} (MPa), bere se statický tlak za oběžným kolem v rovině „m“
- Tlak za ucpávkou p_{2u} (MPa), bere se celkový tlak na sání v rovině „0“
- Poissonova konstanta κ
- Vůle v ucpávce (mm)

$$v = \frac{d_u}{1050} + 0,15 \quad (6.2)$$

- Součinitel na počet břitů, platí pro $n = 4 - 38$

$$q = \frac{1}{\sqrt{n + 0,89}} \quad (6.3)$$

- Korekční součinitel ν pro přímý labyrint, pro odstupňovaný labyrint platí $\nu = 1$

$$\nu = 1 + 8 \frac{v}{t} \quad (6.4)$$

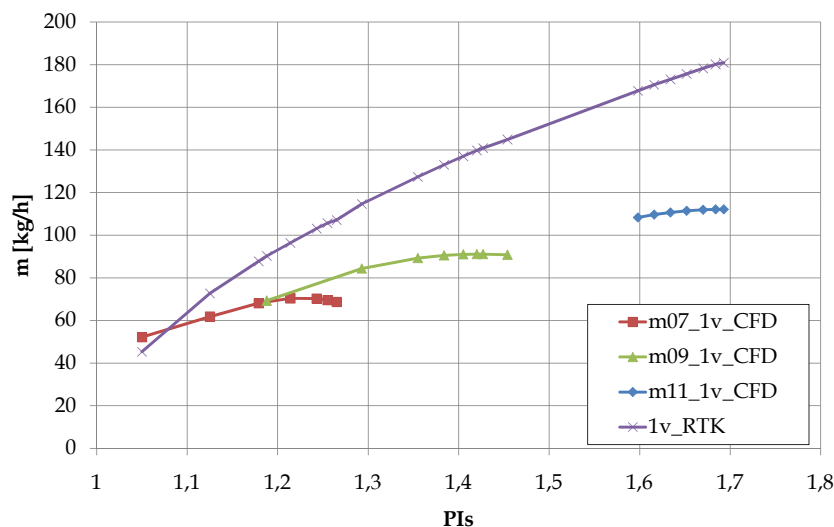
- Rozteč břitů t (mm)
- Měrný objem před ucpávkou v_{1u} ($\text{m}^3 \text{kg}^{-1}$), bere se stav v rovině „m“ za oběžným kolem

$$v_{1u} = \frac{rT_{sm}}{p_m} \quad (6.5)$$

Pro ověření rovnice RTK bylo rozhodnuto použít výsledky z CFD simulace celého stupně kompresoru. Stav na vstupu do ucpávky by tu měl odpovídat skutečnému stavu ve stroji. Na obrázku 6.1 jsou vyneseny hodnoty průtoku ucpávkou v závislosti na tlakovém poměru pro hodnoty vypočtené v CFD a pomocí rovnice (6.1). Je vidět, že výpočet RTK se nejvíce liší pro vysoké otáčky, kde předpokládá příliš velký průtok ucpávkou.

Analytickou rovnici (6.1) pro průtok ucpávkou s odpovídajícím koeficientem ν pro přímý labyrint můžeme použít i pro výpočet ucpávky nosného kotouče, která byla také zahrnuta v simulaci kompresoru. Toto porovnání poskytuje částečné ověření CFD výpočtů. Závislost průtoku ucpávkou na průtočném množství G_7 pro krycí a nosný kotouče je na obrázku 6.2 (a) a (b). Pro přímou ucpávku nosného kotouče CFD udává hodnotu asi o 10% nižší než analytická rovnice. U ucpávky krycího kotouče se tento rozdíl blíží 40%.

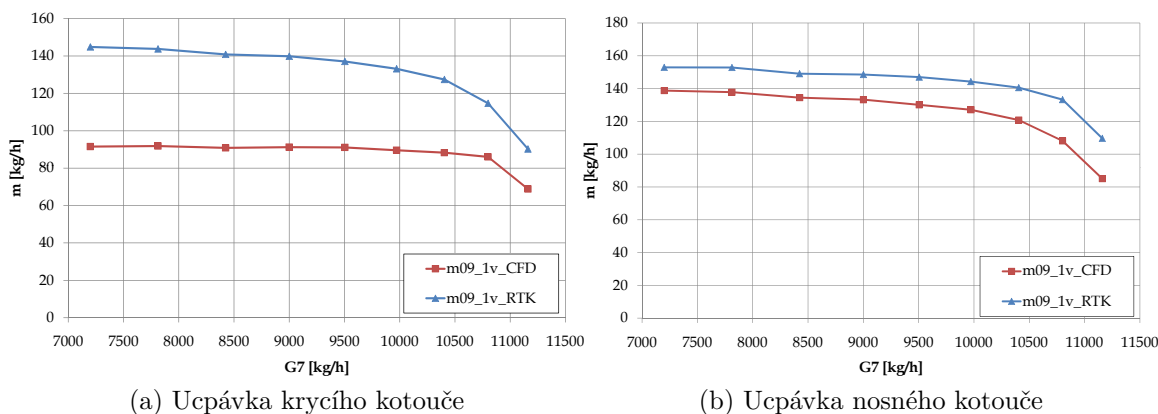
Analytická rovnice je tedy schopná poměrně dobře určit průtok ucpávkou, jak se ukazuje na nosném kotouči. Důvodem, proč tato rovnice neusuzuje správný hmotnostní průtok i u druhé ucpávky, musí být špatná hodnota korekčního součinitele pro stupňovitý labyrint ν .



Obrázek 6.1: Závislost průtoku ucpávkou na tlakovém poměru pro výsledky CFD a RTK

6.1 Opravný součinitel na tvar labyrintu

Na základě porovnání hodnot průtoků z RTK a CFD bylo rozhodnuto provést korekci rovnice (6.1) pro stupňovitý labyrint. Tvar rovnice by měl zůstat zachován tak, aby ho bylo možné nadále používat pro jiné typy labyrintů. Z těchto důvodů je nutné upravit korekční součinitel ν . Jak jsme již dříve zjistili, průtok ucpávkou je závislý na tlakovém

Obrázek 6.2: Porovnání průtoku ucpávkou podle RTK a CFD, $M = 0,9$

n_u	PI_s	m_{CFD}	m_{RTK}	ν_1	n_u	PI_s	m_{CFD}	m_{RTK}	ν_1
10444	1,27	68	107	0,631	13427	1,45	91	145	0,632
	1,26	70	106	0,666		1,43	91	141	0,645
	1,24	71	103	0,685		1,42	91	140	0,652
	1,21	69	96	0,710		1,41	91	137	0,664
	1,18	69	88	0,784		1,38	90	133	0,673
	1,13	61	73	0,843		1,36	88	127	0,693
	1,05	52	45	1,144		1,29	86	115	0,750

Tabulka 6.1: Průtok ucpávkou z CFD a RTK

n_u	PI_s	m_{CFD}	m_{RTK}	ν_1
16411	1,69	114	181	0,628
	1,68	112	180	0,622
	1,67	112	178	0,629
	1,65	112	176	0,636
	1,63	110	173	0,636
	1,62	110	171	0,644
	1,60	111	168	0,662

Tabulka 6.2: Průtok ucpávkou z CFD a RTK

poměru, ucpávkové vůli a obecně geometrii, případně otáčkách. Korekcí ν_1 se zohlední tvar labyrintu v závislosti na tlakovém poměru PI_s pro ucpávku s vůlí $v = 0,4$ mm.

V Tabulkách 6.1 a 6.2 jsou uvedeny hodnoty průtoku ucpávkou z CFD (m_{CFD}). m_{RTK} uvádí hodnoty dopočtené rovnicí (6.1) pro stejné okrajové podmínky v kg/h. ν_1 je bezrozměrný poměr těchto veličin.

$$\nu_1 = \frac{m_{CFD}}{m_{RTK}} \quad (6.6)$$

Závislost $\nu_1 - PI_s$ byla pak vynesena do grafu 6.3. Zde je vidět závislost koeficientu na tlakovém poměru a otáčkách stroje. Pro různé otáčky by bylo možné tyto body proložit přímkou se zápornou směrnici. Pro zjednodušení výpočtu však budeme uvažovat pouze závislost koeficientu n_{u1} na tlakovém poměru. Tuto závislost proložíme funkcí ve tvaru

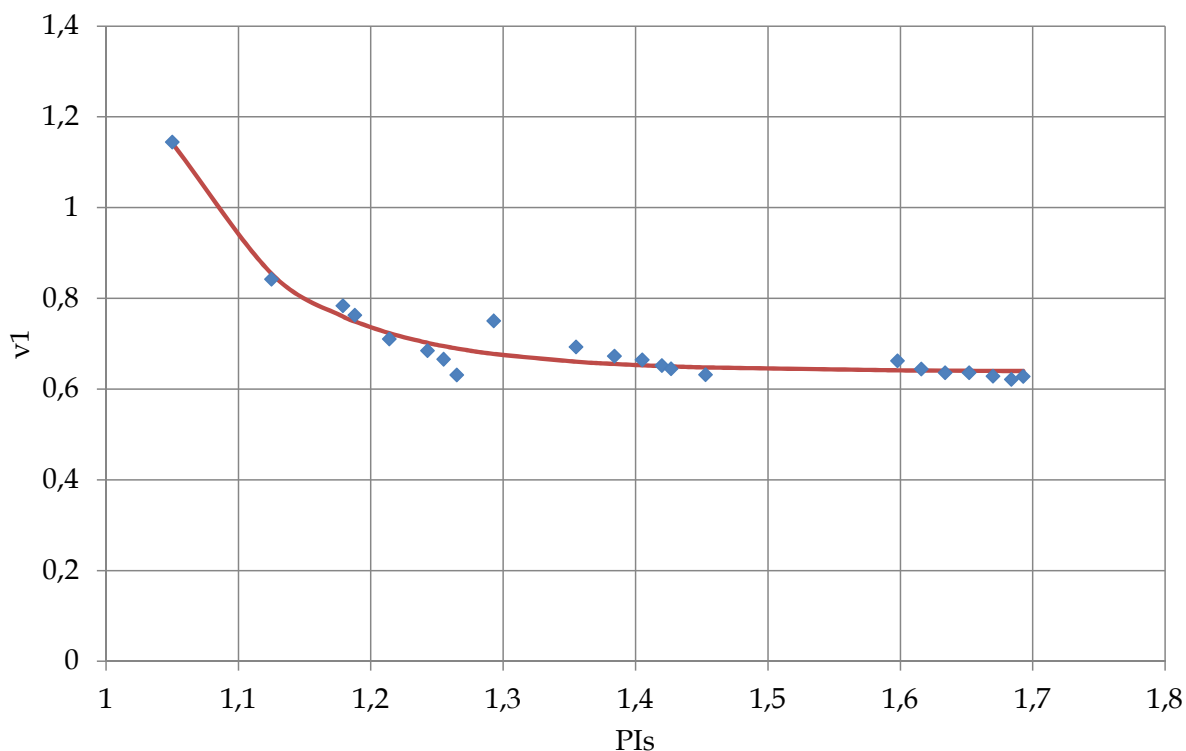
$$\nu_1 = a \cdot PI_s^b + c \quad (6.7)$$

Pomocí nelineární regrese v Matlabu získáme koeficienty funkce (viz Dodatek A) a jejich konfidenční intervaly.

$$a = 0,9177 \pm 17,96 \%$$

$$b = -12,2844 \pm 20,16 \%$$

$$c = 0,6384 \pm 2,93 \%$$



Obrázek 6.3: Korekční součinitel ν_1

Průtok ucpávkou zkorigovaný na tvar labyritnu pro vůli $v = 0,4$ mm se vypočte

$$m_{\text{RTK1}} = \nu_1 \cdot m_{\text{RTK}} \quad (6.8)$$

6.2 Opravný součinitel na vůli v ucpávce

Rovnici ucpávky je třeba dále korigovat na změny v průtoku způsobené ucpávkovou vůlí. Pro různé tlakové poměry budeme porovnávat hmotnostní průtok z CFD s m_{RTK1} . V tabulce 6.3 jsou uvedeny hodnoty průtoku ucpávkou z CFD a RTK1 pro různé vůle. Koeficient ν_2 je analogicky definován jako

$$\nu_2 = \frac{m_{\text{CFD}}}{m_{\text{RTK1}}} \quad (6.9)$$

Koeficient ν_2 je uveden v tabulce 6.4. Jak bylo popsáno v kapitole 5.2, průtok ucpávkou se mění nelineárně s ucpávkovou vůlí. Tuto závislost lze popsat mocninou funkcí ve tvaru

$$\nu_2 = d \cdot v^e \quad (6.10)$$

n_u	PI_s	m_{CFD}			m_{RTK1}		
		$v = 0,4$	$v = 0,6$	$v = 0,8$	$v = 0,4$	$v = 0,6$	$v = 0,8$
11444	1,05	52	72	88	53	77	102
	1,15	65	89	109	63	95	128
	1,25	70	95	115	73	110	145
13427	1,35	89	121	147	84	125	167
	1,4	91	124	151	89	133	177
	1,43	91	125	151	92	137	183
16411	1,62	110	151	185	110	164	218
	1,63	110	152	187	111	165	219
	1,64	111	153	189	111	166	221

Tabulka 6.3: Průtok ucpávkou z CFD a RTK1

n_u	PI_s	ν_2		
		$v = 0,4$	$v = 0,6$	$v = 0,8$
11444	1,05	0,983	0,937	0,855
	1,15	1,029	0,940	0,853
	1,25	0,956	0,863	0,791
13427	1,35	1,064	0,964	0,877
	1,4	1,025	0,934	0,848
	1,43	0,993	0,913	0,829
16411	1,62	1,002	0,920	0,849
	1,63	0,999	0,918	0,851
	1,64	0,995	0,917	0,853

Tabulka 6.4: Korekce ucpávky ν_2

Na obrázku 6.4 je vynesena závislost koeficientu ν_2 na vůli. Z Matlabu vychází koeficienty d a e spolu s konfidenčními intervaly

$$d = 0,8058 \pm 2,73\%$$

$$e = -0,245 \pm 17,02\%$$

6.3 Celková korekce

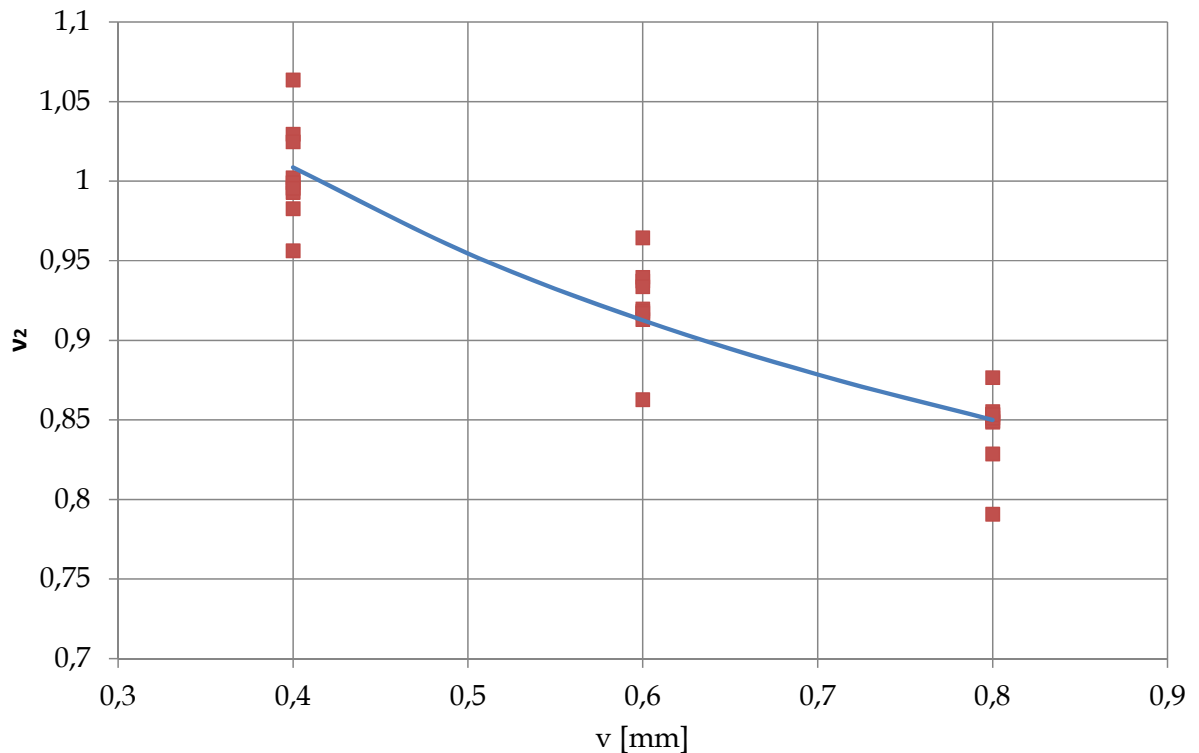
Celková korekce průtoku ucpávkou ν se skládá ze součinu korekcí na tvar labyrintu ν_1 a ucpávkovou vůli ν_2 . Na obrázku 6.5 je vynesen tento koeficient pro různé typy ucpávek v závislosti na tlakovém poměru. Výsledná korigovaná rovnice pro ucpávku krycího kotouče má tvar

$$m_{RTK} = 10,0311 \cdot \alpha \cdot d_u \cdot v \cdot q \cdot \nu \sqrt{\kappa \frac{p_{1u}}{v_{1u}}} \sqrt{1 - \left(\frac{p_{2u}}{p_{1u}}\right)^2} \quad (6.11)$$

$$\nu = \nu_1 \cdot \nu_2 \quad (6.12)$$

$$\nu_1 = 0,9177 \cdot PI_s^{-12,2844} + 0,6384 \quad (6.13)$$

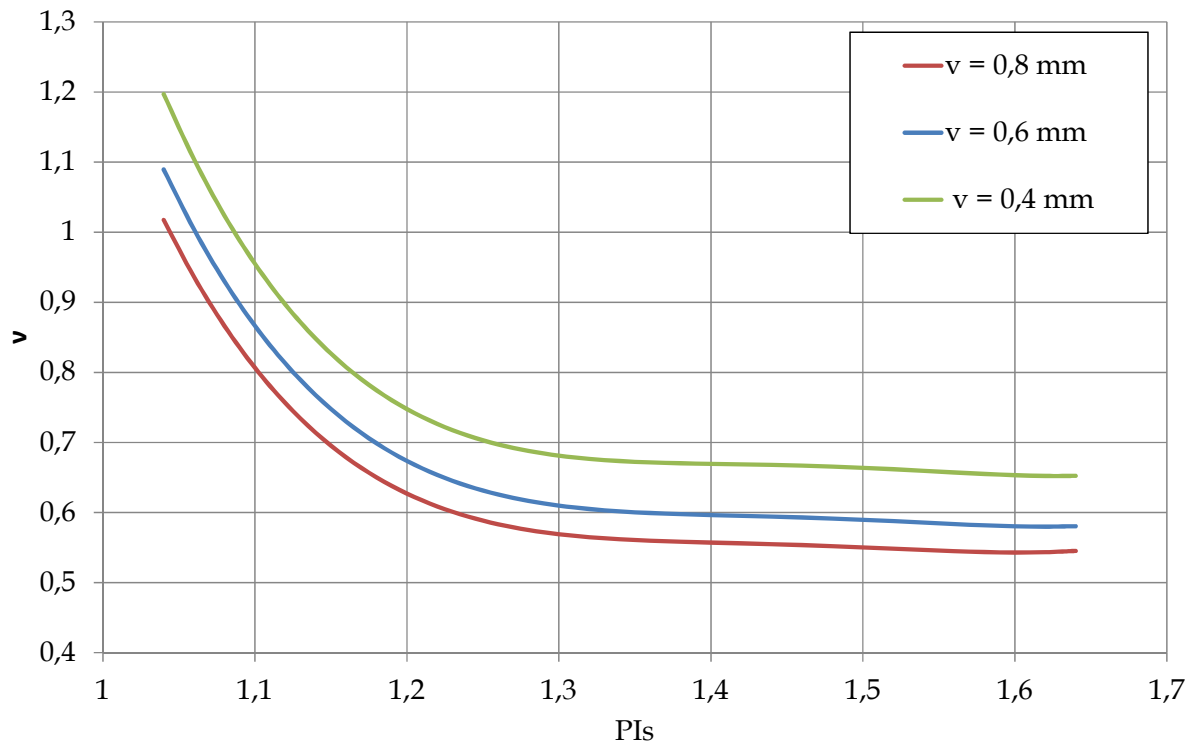
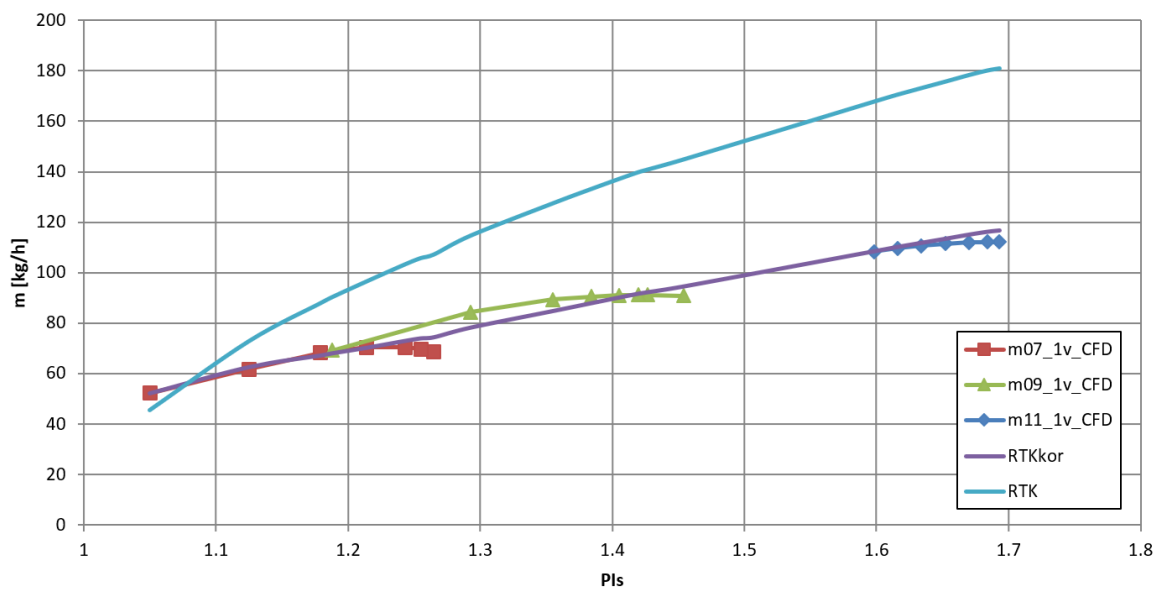
$$\nu_2 = 0,8058 \cdot v^{-0,245} \quad (6.14)$$

Obrázek 6.4: Korekce ν_2 na ucpávkovou vůli

Tato rovnice byla odvozena na základě CFD výpočtů pro ideální plyn. Otáčky v rozmezí 13427 – 16411 1/min oběžného kola o průměru $D_2 = 440$ mm odpovídaly tlakovému poměru $PI_s \in (1,05; 1,64)$. Z výsledků je vidět, že vliv na průtok mají i otáčky kola, které nejsou pro korekci uvažovány. Při zavedení této korekce by bylo možné zpřesnit průtok ucpávkou vůči CFD datům průměrně asi o 0,5%, což je vzhledem k uvažovaným průtokům stupněm zanedbatelné.

Porovnání výsledků z CFD, původní a korigované rovnice RTK pro ucpávku s vůlí $v = 0,4$ mm jsou vyneseny na obrázku 6.6. Průměrná odchylka korigované rovnice od CFD jsou 3%.

Výsledky hmotnostního průtoku z korigované rovnice RTK by bylo nejvhodnější ověřit přímým měřením průtoku ucpávkou, které na zkušebním dmychadle nelze uskutečnit. Průtokové charakteristiky ucpávek se obvykle určují pomocí měření na speciálním zkušebním zařízení. Takový zkušební stand využil například Martin (1967), ve své práci zabývající se určováním průtokových součinitelů přímých labyrintových ucpávek. Toto jednoduché zařízení se skládá z ucpávky na rotujícím hřídeli s měřením tlaku před a za a clony na měření průtoku.

Obrázek 6.5: Součinitel ν pro různé typy labyrintů

Obrázek 6.6: Porovnání původních a korigovaných hodnot RTK s CFD

Závěr

Smyslem této práce bylo lépe pochopit proudění labyrintovou ucpávkou a určit její průtok v závislosti na jejím tvaru a ucpávkové vůli. Důvodem byl požadavek zadavatele, společnosti Howden ČKD Compressors s.r.o., na zvýšení přesnosti stávajícího výpočtu pro stupňovitou labyrintovou ucpávku. Tato ucpávka těsní prostor mezi krycím kotoučem oběžného kola a skříní radiálního kompresoru. Ztrátový průtok ucpávkou snižuje účinnost celého kompresoru. Při návrhu stroje je nutné tento průtok správně určit, aby se návrhové parametry nelišily od skutečných. Protože přímé měření průtoku ucpávkou nebylo možné, byly využity prostředky numerických simulací proudění.

První kapitola je věnována popisu částí radiálního kompresoru, protože ucpávka nebyla zkoumána pouze samostatně ale i v souvislosti s prouděním v kompresoru. Dále je uvedeno základní rozdělení labyrintových ucpávek na přímé, stupňovité a odstupňované. V zkoumaném kompresoru se vyskytuje v průtočné části přímá a stupňovitá ucpávka, a tak se práce věnuje dále pouze jim. Proudění v ucpávce se vyznačuje urychlením plynu pod břitem a disipací kinetické energie v komůrce za ním. Tento poznatek využívali různí autoři při sestavování rovnic průtoku ucpávkou. Dále jsou shrnuty základy teorie numerických simulací, které jsou nutné k správnému nastavení výpočtu.

V rámci zkoumání vlivu labyrintu na charakteristiku kompresoru bylo provedeno měření na zkušebním dmychadle Darina s ucpávkou krycího kotouče s různými vůlemi. Bylo zjištěno, že se zvětšováním ucpávkové vůle podle očekávání klesá výstupní tlak i účinnost. Výstupní teplota však při zvětšení vůle o polovinu převážně mírně vzrostla a až při dvojnásobku původní vůle došlo k jejímu poklesu oproti původnímu stavu. Podle měření se vliv průtoku ucpávkou na účinnost stroje zvětšuje s rostoucími otáčkami oběžného kola.

Čtvrtá kapitola popisuje tvorbu výpočetního modelu. Ucpávka s různými vůlemi byla nejdříve zkoumána samostatně a následně jako součást kompresoru. Volba výpočetní sítě byla provedena na základě analýzy počtu elementů se zohledněním požadovaných parametrů kvality sítě. Bylo ověřeno, že proudění v ucpávce se nachází v turbulentním režimu. Proto bylo třeba zvolit vhodný model turbulence. Na základě porovnání modelů $k - \epsilon$ a SST byl zvolen jako vhodnější druhý z nich. Výpočet byl proveden s modelem ideálního plynu v řešiči Ansys CFX.

Vyhodnocení průtoku ucpávkou nabízí pátá kapitola. Na grafických výstupech pozorujeme v odstupňované ucpávce několik vírů, ve kterých se přeměňuje kinetická energie. Tlaková ztráta není konstantní na každém břitu, ale postupně se zvyšuje, stejně jako rychlost. Celková i statická teplota průchodem ucpávkou vzroste, důvodem k nárůstu je tření plynu o rotující stěnu kanálu. Tento jev působí na velikost celkové teploty opačně,

než jak bychom předpokládali při adiabatickém škrcení ideálního plynu. Změna teploty je pak závislá na otáčkách a na tlakovém poměru.

Pokud porovnáme výsledky hmotnostního průtoku ze simulace ucpávky a stupně, výsledky se téměř rovnají pro vyšší otáčky. V simulaci kompresoru se při stejných otáčkách mění průtok ucpávkou pro různé tlakové spády méně než při výpočtu samotné ucpávky. Průtok ucpávkou ze simulace celého stroje se se zvětšováním ucpávkové vůle nemění lineárně, průběh spíše odpovídá mocninné funkci.

V závěrečné kapitole se vypočtená data z CFD využila pro stanovení korekčních součinitelů rovnice na průtok ucpávkou, doposud používané u zadavatele. První ze součinitelů zohledňuje tvar labyrintu v závislosti na tlakovém spádu. Druhý součinitel upravuje rovnici pro změnu ucpávkové vůle s ohledem na poznatky z páté kapitoly. Výsledný korigovaný průtok ucpávkou je výrazně nižší, především pro vyšší otáčky. Díky této korekci se zpřesní návrhový výpočet celého stupně a při stejných podmínkách by se měla výsledná účinnost stroje zvýšit.

Pro případné pokračování ve vývoji a výzkumu labyrintových ucpávek bych doporučila několik možných oblastí:

- Stávající numerický výpočet rozšířit pro různé reálné plyny. Vybrat plyny s větší (např. propan) i menší (vodík) molární hmotností než má vzduch. Při změně stlačovaného plynu se pro totožné otáčky charakteristika kompresoru mění a posouvá k vyšším, resp. nižším stlačení. Bylo by proto přínosné ověřit chování těchto plynů při průtoku ucpávkou.
- Rozšířit numerické simulace o modely s menší ucpávkovou vůlí, případně se zvětšeným počtem břitů. Zvyšováním počtu břitů se zlepší těsnost ucpávky, změna však od určitého počtu břitů nebude příliš výrazná. Počet břitů je zároveň omezen z hlediska konstrukčního. Proto by bylo vhodné určit optimální počet břitů ucpávky s ohledem na oba tyto předpoklady.
- Navrhnout zařízení na měření průtoku ucpávkou při různých otáčkách a tlakových spádech. Tak by bylo možné přímo ověřit výsledky numerických simulací.

Použité symboly

b	[m]	Radiální rozměr komory ucpávky
b_2	[m]	Šířka oběžného kola na výstupu
C_c	[–]	„Carry-over“ součinitel
C_D	[–]	Výtokový součinitel
c_p	[J kg ⁻¹ K ⁻¹]	Měrná tepelná kapacita
D_2	[m]	Průměr oběžného kola na výstupu
d_u	[m]	Střední průměr ucpávky
f_m	[–]	Průtokový součinitel při stavu za oběžným kolem
G_7	[kg s ⁻¹]	Hmotnostní tok v rovině 7
h	[J kg ⁻¹]	Entalpie
Δh_c	[J kg ⁻¹]	Měrná celková práce
Δh_{ct}	[J kg ⁻¹]	Změna entalpie vlivem tření o rotující stěnu
Δh_s	[J kg ⁻¹]	Měrná izoentropická práce
k	[m ² s ⁻²]	Kinetická energie turbulence
M	[–]	Machovo srovnávací číslo
m	[kg s ⁻¹]	Hmotnostní průtok ucpávkou
M_r	[Nm]	Točivý moment
N	[–]	Počet buněk výpočetní sítě
n	[–]	Počet břitů ucpávky
n_u	[1/min]	Otáčky oběžného kola
p_{1u}	[Pa]	Tlak před ucpávkou
p_{2u}	[Pa]	Tlak za ucpávkou
PI_s	[–]	Poměr statického tlaku před a celkového tlaku za ucpávkou
q	[–]	Součinitel na počet břitů
Q_{ideal}	[K ^{0.5} s m ⁻¹]	Výtokový součinitel trysky
Q_m	[m ³ s ⁻¹]	Objemový tok v rovině za kolem
r	[J kg ⁻¹ K ⁻¹]	Měrná plynová konstanta
Re	[–]	Reynoldsovo číslo
S	[m ²]	Plocha mezikruží mezi břitem a rotorem
s	[m]	Šířka břitu ucpávky
T	[K]	Teplota plynu
t	[m]	Rozteč břitů
T_{1u}	[K]	Teplota plynu před ucpávkou
u	[m s ⁻¹]	Rychlost plynu

u_2	$[\text{m s}^{-1}]$	Obvodová rychlost oběžného kola
v	$[\text{m}]$	Ucpávková vůle
v_{1u}	$[\text{m}^3 \text{kg}^{-1}]$	Měrný objem před ucpávkou
y^+	$[-]$	Bezrozměrná vzdálenost ode zdi
α	$[-]$	Průtokový součinitel
ϵ	$[\text{m}^2 \text{s}^{-3}]$	Disipace kinetické energie
η_i	$[-]$	Izoentropická účinnost
κ	$[-]$	Poissonova konstanta
λ	$[\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}]$	Součinitel tepelné vodivosti
μ	$[\text{Pa s}^{-1}]$	Dynamická viskozita
μ_t	$[\text{Pa s}^{-1}]$	Turbulentní viskozita
ν	$[-]$	Součinitel na tvar labyrintu
ω	$[\text{s}^{-1}]$	Specifická disipace energie
φ	$[\%]$	Relativní vlhkost plynu
ρ	$[\text{kg m}^{-3}]$	Hustota plynu
σ	$[-]$	Příkonový součinitel
χ	$[-]$	Tlakové číslo

Literatura

- Ansys. *Modul 09:Turbulence, Introduction to ANSYS CFX*. Ansys Inc., 2017a.
- Ansys. *ANSYS CFX - Solver Theory Guide*. Canonsburg, release 17.0 edition, 2017b.
- I. Asproulias. *RANS Modelling for Compressible Turbulent Flows Involving Shock Wave Boundary Layer Interactions*. University of Manchester, Manchester, 2014.
- R. H. Aungier. *Centrifugal Compressors*. ASME PRESS, New York, 1. edition, 2000. ISBN 0791800938.
- E. Braun. *Ein Beitrag zur Formoptimierung von Labyrinthdichtungen*. Karlsruher Institut für Technologie, Karlsruhe, 2016.
- I. B. Celik, U. Ghia, P. J. Roache, C. J. Freitas, H. Coleman, and P. E. Raad. Procedure for estimation and reporting of uncertainty due to discretization in CFDs applications. *Journal of Fluids Engineering*, 130, 2008.
- S. Hecker, A. Penkner, J. Pfeiffer, S. Glos, and C. Musch. Prediction of the windage heating effect in steam turbine labyrinth seals. *Journal of the Global Power and Propulsion Society*, 1:ETJLRM, 07 2017. doi: 10.22261/ETJLRM.
- Howden. *Multistage Integrally Geared Centrifugal Compressor*, 2018. <https://www.howden.com/en-gb/products-and-services/compressors/multistage-integrally-geared> [Navštíveno: 2018-12-22].
- K. Jacobsen. *Experimentelle Untersuchungen zum Durchfluß und Wärmeübergang in Durchblick- und Stufenlabyrinthdichtungen*. Universität Karlsruhe, Karlsruhe, 1987.
- J. Jerie. *Teorie motorů*. Nakladatelství ČVUT, 1996.
- V. I. Kornilov. Current state and prospects of researches on the control of turbulent boundary layer by air blowing. *Progress in Aerospace Sciences*, 76:1 – 23, 2015. ISSN 0376-0421. doi: <https://doi.org/10.1016/j.paerosci.2015.05.001>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0376042115000329>.
- H. Martin. *Labyrinth Packings*. Engineering, 1908.
- P. Martin. *Beitrag zur Durchflußberechnung von Spaltdichtungen*. Universität Karlsruhe, 1967.

- F. R. Menter. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 32(8):1598–1605, 1994.
- R. D. Moser and P. Moin. *Direct Numerical Simulation of Curved Turbulent Channel Flow*. NASA, 1984.
- J. Oldřich. *Radiální kompresory - základní pojmy*. ČVUT Fakulta strojní, Ústav Energetiky, 2018.
- SHARCNet. *Measures of Mesh Quality*, 2018. https://www.sharcnet.ca/Software/Ansys/16.2.3/en-us/help/cfx_mod/i1323480.html [Accessed: 2018-10-26].
- S. Suryanarayanan. *Labyrinth Seal Leakage Equation*. Texas A&M University, Texas, 2009.
- P. Vlček. *Modelování turbulentního proudění*. České vysoké učení technické v Praze, Praha, 2013.
- T. Wah-Yen, Y. Asako, N. Azwadi Che Sidik, and G. Rui-Zher. Governing equations in computational fluid dynamics: Derivation and a recent review. *Progress in Energy and Environment*, 1(June):1–19, 2017.
- D. C. Wilcox. Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. *AIAA Journal*, 26(11):1299–1310, 1988.
- D. C. Wilcox. *Turbulence Modeling for CFD*. DCW Industries, Inc., La Canada, third edition edition, 2006. ISBN 978-1-928729-08-2.
- X. Yan, J. Li, L. Song, and Z. Feng. Investigations on the discharge and total temperature increase characteristics of the labyrinth seals with honeycomb and smooth lands. *Journal of Turbomachinery-transactions of The Asme - J TURBOMACH-T ASME*, 131, 10 . doi: 10.1115/1.3068320.
- V. Šmíd and P. Šídlo. *Turbokompresory a ventilátory (Turbokompresory)*. Nakladatelství ČVUT, 1990.
- R. Žitný. Numerická analýza procesů, přednáška 3. 2018.

Seznam obrázků

1.1	Řez převodovým kompresorem (Howden, 2018)	2
2.1	Stupeň radiálního kompresoru (Oldřich, 2018)	4
2.2	Ucpávky v radiálním kompresoru	5
2.3	Odvození průtoku ucpávkou pomocí Fannovy křivky (Braun, 2016)	6
2.4	Proudění ve stupňovitém labyrintu	7
2.5	Součinitel C_r podle Egliho	8
2.6	Součinitel C_t podle Egliho	8
2.7	Součinitel C_c podle Egliho	9
2.8	Součinitel φ_n podle Jerieho (Jerie, 1996)	10
2.9	Součinitel α podle Jerieho (Jerie, 1996)	10
2.10	Součinitel C_D pro 5-břítý stupňovitý labyrint podle Jacobsena	11
2.11	Fluktuace veličiny s časem při turbulentním proudění	14
2.12	Obvyklý průběh rychlosti v mezní vrstvě (Kornilov, 2015)	18
3.1	Řez zkušebním dmychadlem s vyznačenými rovinami	20
3.2	Experimentální zkušebna s dmychadlem Darina	20
3.3	Průtočná část s oběžným kolem a ucpávkami	21
3.4	Tlaková charakteristika stupně, $n_u = 13568$ 1/min	23
3.5	Tlaková charakteristika stupně, $n_u = 16377$ 1/min	23
3.6	Teplotní charakteristika stupně, $n_u = 13568$ 1/min	24
3.7	Teplotní charakteristika stupně, $n_u = 16377$ 1/min	24
3.8	Průtok ucpávkou v závislosti na průtoku stupněm, $n_u = 13568$ 1/min	26
4.1	Meridionální řez kompresorem	28
4.2	Analýza vlivu počtu elementů	29
4.3	Sít ucpávky krycího kotouče	30
4.4	Detail sítě v oblasti labyrintu	31
5.1	Statický tlak v ucpávce	36
5.2	Statický tlak na straně krycího kotouče	36
5.3	Rychlost v ucpávce	37
5.4	Celkový tlak v ucpávce	37
5.5	Statická teplota na straně krycího kotouče	38
5.6	Celková teplota v ucpávce	38

5.7	Statická teplota v ucpávce	39
5.8	Závislost průtoku ucpávkou na PI_s	40
5.9	Závislost průtoku ucpávkou na PI_s pro různé vůle	40
5.10	Závislost průtoku ucpávkou na vůli pro různé PI_s , $M = 0,9$	41
5.11	Závislost směrnice k na tlakovém poměru PI_s pro různé hodnoty Machova srovnávacího čísla (viz. rovnice 2.1)	41
5.12	Závislost tlaku na výstupu ze stupně na průtokovém součiniteli f_{im}^4	42
5.13	Rychlost profil na vstupu do kanálu ucpávky	44
5.14	Statický tlak v ucpávce	44
5.15	Celková teplota v ucpávce	45
5.16	Statická teplota v ucpávce	45
5.17	Porovnání CFD ucpávky a stupně	46
5.18	Závislost průtoku ucpávkou na průtoku stupněm, $M = 0,9$	46
5.19	Závislost průtoku ucpávkou na průtoku stupněm, $M = 0,9$	47
5.20	Závislost průtoku ucpávkou na vůli pro různé otáčky	47
6.1	Závislost průtoku ucpávkou na tlakovém poměru pro výsledky CFD a RTK	49
6.2	Porovnání průtoku ucpávkou podle RTK a CFD, $M = 0,9$	50
6.3	Korekční součinitel ν_1	51
6.4	Korekce ν_2 na ucpávkovou vůli	53
6.5	Součinitel ν pro různé typy labyrintů	54
6.6	Porovnání původních a korigovaných hodnot RTK s CFD	54
A.1	Závislost ν_1 na PI_s	65
A.2	Závislost ν_2 na v	66

Seznam tabulek

3.1	Změna výstupního tlaku a teploty vlivem ucpávek	22
3.2	Geometrické parametry zkoušených ucpávek	25
4.1	Průměrné hodnoty y^+ v ucpávce krycího kotouče	30
4.2	Doporučené a dosažené parametry sítě pro řešič CFX (SHARCNet, 2018)	30
4.3	Počet elementů výpočetní sítě	31
4.4	Porovnání modelů turbulence SST a $k - \epsilon$	32
5.1	Změna výstupního tlaku p_{c7} , teploty T_7 a izoentropické účinnosti η_i vlivem ucpávek	43

6.1	Průtok ucpávkou z CFD a RTK	50
6.2	Průtok ucpávkou z CFD a RTK	50
6.3	Průtok ucpávkou z CFD a RTK1	52
6.4	Korekce ucpávky ν_2	52

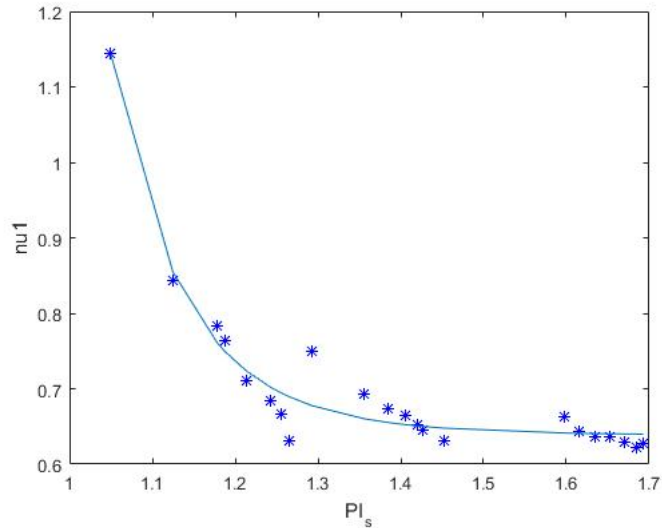
Nelineární regrese v Matlabu

Výpočet součinitelů a , b , c

```
plot(PIs, nu, 'b*', PIs, nukor);
data = load('data3.dat');
PIs = data(:,1);
nu = data(:,2);
model = @(a, pi) a(1).*pi.\^(a(2)) + a(3);
[a, resid, Jc, covb] = nlinfit(PIs, nu, model, [1 1 1]);
nukor = model(a, PIs);
ci = nlparci(a, resid, 'jacobian', Jc, 'alpha', 1-0.95);
cip = a' - ci(:,1);
cipp = cip./abs(a')*100;
for i=1:3;
    fprintf('beta(%d): %12f +- %10f (%.2f%%), ...
    ... %12f ... %12f\n', i, a(i), cip(i), cipp(i), ci(i,:));
end
figure()
plot(PIs, nu, 'b*', PIs, nukor);
xlabel('PI\s');
ylabel('nu');
```

Výstup z Matlabu

```
beta (1):      0.917685 +-   0.164834 (17.96%),      0.752851 ...
1.082520
beta (2):     -12.284376 +-   2.476525 (20.16%),     -14.760901 ...
-9.807851
beta (3):      0.638431 +-   0.018721 (2.93%),      0.619710 ...
0.657152
```



Obrázek A.1: Závislost ν_1 na PI_s

Výpočet součinitelů d, e

```

data = load('data4.dat');
v = data(:,1);
nu2 = data(:,2);
model = @(a,v) a(1).*v.\^(a(2));
[a,resid,Jc,covb] = nlinfit(v,nu2,model,[1 1]);
nukor = model(a,v);
ci = nlparci(a,resid,'jacobian',Jc,'alpha',1-0.95);
cip = a' - ci(:,1);
cipp = cip./abs(a')*100;
for i=1:2;
    fprintf('beta(%d): %12f +- %10f (%.2f%%), ...
    ...%12f ... %12f\n',i,a(i),cip(i),cipp(i),ci(i,:));
end
figure()
plot(v,nu2,'b*',v,nukor);
xlabel('v');
ylabel('nu2');

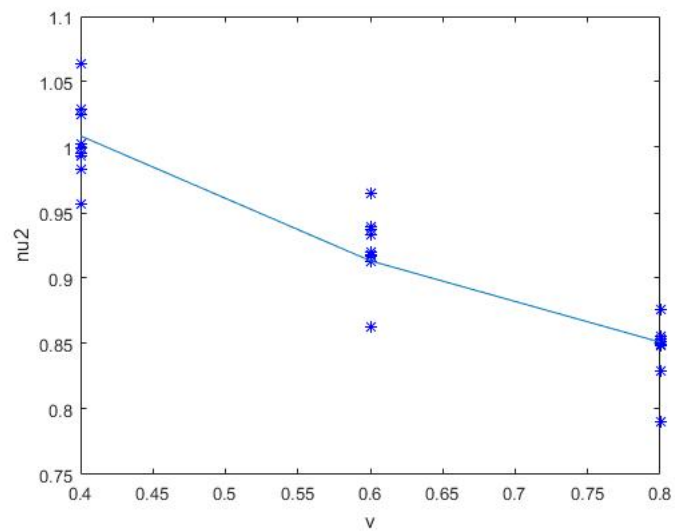
```

Výstup z Matlabu

```

beta (1):      0.805841 +- 0.022039 (2.73%),      0.783802 ...
0.827879
beta (2):     -0.245069 +- 0.041701 (17.02%),     -0.286770 ...
-0.203369

```

Obrázek A.2: Závislost ν_2 na v