

ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI
FAKULTA STROJNÍ

DISERTAČNÍ PRÁCE

Akademický rok: 2016/2017

Ing. Libor Sova

FAKULTA STROJNÍ
Katedra energetických strojů a zařízení

DISERTAČNÍ PRÁCE

k získání akademického titulu doktor v oboru
Stavba energetických strojů a zařízení

Ing. Libor Sova

Výpočetní modelování proudění páry v turbíně

*Školitel: Prof. Ing. Miroslav Šťastný, DrSc.
Datum odevzdání disertační práce: 31. 8. 2017
Datum státní doktorské zkoušky: 6. 3. 2015*

V Plzni 2017

Poděkování

Rád bych touto cestou poděkoval všem, kteří mě během psaní této disertační práce podporovali a bez nichž by nebyla realizace této práce možná. V první řadě bych rád poděkoval svému školiteli Prof. Ing. Miroslavu Šťastnému, DrSc. za cenné rady a věnovaný čas.

Dále bych rád poděkoval firmě Doosan Škoda Power s.r.o. za umožnění výzkumu problematiky popsané v této práci a zejména řadě spolupracovníků za jejich podporu, rady a motivaci. Zejména bych rád vyzdvihl kolegy Ing. Zdeňka Šimku, Dr. Ing. Jaroslava Synáče, Bc. Adama Nového a Ing. Gukchola Juna, jejichž podpora byla naprosto zásadní.

Mé díky patří také Dr. Jörgu Starzmannovi za umožnění participace na výzkumné iniciativě „International West Steam Modelling Project“ a mnoho cenných rad spojených nejen s problémy spojenými s řešením tohoto projektu.

Velké díky patří také mé rodině, přátelům a známým za morální oporu, kterou mi poskytovali během celé doby studia a která mi byla zdrojem tolik potřebné motivace pro zdárné dokončení této práce.

Prohlášení

Předkládám k posouzení disertační práci na téma „Výpočetní modelování proudění páry v turbíně“.

Práce je koncipována dle požadavků Studijního a zkušebního řádu ZČU Plzeň. Prohlašuji, že jsem tuto písemnou práci vypracoval samostatně, s použitím odborné literatury a pramenů uvedených v seznamu, který je součástí této práce.

V Plzni dne 31.8.2017

.....

Upozornění

Využití a společenské uplatnění výsledků disertační práce, včetně uváděných vědeckých a výrobně-technických poznatků nebo jakékoliv nakládání s nimi, je možné pouze na základě autorské smlouvy a za souhlasu autora, autorů citovaných prací, Fakulty strojní Západočeské univerzity v Plzni a společnosti Doosan Škoda Power s.r.o.

Obsah

1	Úvod	1
1.1	Motivace	1
1.2	Cíle práce	1
1.3	Struktura práce	2
2	Základní pojmy z teorie turbínových stupňů.....	3
2.1	Proces aerodynamického návrhu průtočných částí	3
2.2	Rychlostní trojúhelníky	4
2.3	Průběh expanze v turbínovém stupni	5
2.4	Rozdělení ztrát v turbínovém stupni	8
2.5	Zákony proudové analýzy stupně.....	9
2.5.1	Meridionální souřadný systém.....	9
2.5.2	Průtok kvaziortogónálou	10
2.5.3	Eulerova turbínová věta a zákon zachování energie.....	11
2.5.4	Rovnice radiální rovnováhy	12
2.5.5	Nadzvukový odklon proudu	16
3	Proudový výpočet.....	18
3.1	Stav vědy.....	18
3.2	Motivace	19
3.3	Definice úlohy	19
3.4	Postup výpočtu	20
3.4.1	Nastavení tlaku v rovině 3	22
3.4.2	Výpočet jednotlivých rovin.....	23
3.4.3	Určení parametrů proudnic.....	25
3.4.4	Výpočet stabilizačních kritérií	26
3.5	Příklady výpočtů	28
3.6	Shrnutí kapitoly.....	32
4	Teorie proudění s kondenzací	33
4.1	Tvorba kapalně fáze.....	33
4.2	Stav vědy.....	34
4.3	Současné aktivity výrobců parních turbín	36
4.4	Motivace	37
4.5	Podchlazení a přesycení	38
4.6	Stabilita kapek	39
4.7	Nukleační rychlost	40

4.8	Rychlost růstu kapek.....	42
4.9	Průběh kondenzace v dýzách	44
4.10	Ztráty vlhkostí	46
4.10.1	Baumannovo pravidlo	46
4.10.2	Rozdělení složek ztráty vlhkostí	47
4.10.3	Termodynamická ztráta vlhkostí.....	48
4.11	Vliv nestacionárního charakteru proudového pole	50
4.12	Vliv nečistot obsažených v páře.....	51
5	Metody simulace proudění s kondenzací	53
5.1	COCHEM Flow.....	53
5.1.1	Model proudění s homogenní kondenzací	53
5.1.2	Model proudění s hetero-homogenní kondenzací	54
5.1.3	Model proudění s binární nukleací a kondenzací	54
5.2	Ansys CFX.....	55
5.2.1	Řídící rovnice	56
5.2.2	Koncepce rozšířené monodisperze	58
5.2.3	Hlavní rozdíly vůči COCHEM Flow	59
5.3	Analytický výpočetní kód.....	60
5.3.1	Definice úlohy.....	60
5.3.2	Princip výpočtu.....	60
6	Výpočty proudění v dýzách s kondenzací.....	64
6.1	Geometrie a okrajové podmínky	64
6.2	Výsledky výpočtů	65
6.2.1	Průběhy základních veličin v osách dýz.....	65
6.2.2	Porovnání modifikací analytických výpočtů	69
6.2.3	Vliv změněných parametrů modelu proudění s kondenzací.....	71
6.2.4	Rozbor ztrát a vliv expanzní rychlosti na vybrané veličiny.....	73
6.2.5	Kalibrace modelu kondenzace v Ansys CFX	78
6.3	Shrnutí kapitoly.....	81
7	Analýza skupiny turbínových stupňů	83
7.1	Geometrie a okrajové podmínky	83
7.2	Rozbor výsledků.....	85
7.2.1	Metodika vyhodnocení.....	85
7.2.2	Charakter proudového pole z pohledu tvorby kapalně fáze	87
7.2.3	Vliv úpravy modelu kondenzace	98

7.2.4	Vliv úpravy rozhraní mezi LSB-2 a LSN-1 a zjednodušení topologie tvorby kapalných fází.....	105
7.2.5	Vliv změny vstupní teploty	107
7.2.6	Aplikace modelu binární nukleace pomocí programu COCHEM Flow.....	111
7.2.7	Vliv kondenzace na vybrané charakteristiky stupňů.....	115
7.2.8	Rozbor termodynamické ztráty vlhkostí	117
7.2.9	Odchylky proudového pole a odhad jejich vlivu na účinnost	119
7.3	Shrnutí kapitoly.....	123
8	Shrnutí a náměty pro další vývoj.....	125
8.1	Shrnutí	125
8.2	Náměty pro další vývoj	126
8.2.1	Proudový výpočet.....	126
8.2.2	Modelování proudění s kondenzací	128
9	Literatura.....	130
	Příloha 1: Koncepce kalibrace STF.....	1
	Příloha 2: Koncepce zjednodušeného modelu kondenzace v STF (SWS).....	1

Seznam obrázků

Obr. 1: Odhad světové produkce elektřiny dle druhu výrobního zařízení pro roky 2012 a 2040 v bilionech kWh, zdroj [105]	1
Obr. 2: Schéma procesu aerodynamického návrhu průtočných částí	3
Obr. 3: Rychlostní trojúhelníky	4
Obr. 4: Výstupní úhel proudu	5
Obr. 5: Expanze v turbínovém stupni v i-s diagramu	6
Obr. 6: Velikost ztrát v parní turbíně, zdroj [28]	9
Obr. 7: Meridionální souřadný systém	10
Obr. 8: Blokace kanálu	11
Obr. 9: Proudová trubice	11
Obr. 10: Zrychlení v tekutině	13
Obr. 11: Obvodový náklon	14
Obr. 12: Funkce β	16
Obr. 13: Aplikace nadzvukového odklonu na rozváděcí mříži nízkotlakého stupně	17
Obr. 14: Princip řešení trojdimenzionálního proudění dle Wu [119]	18
Obr. 15: Geometrie a okrajové podmínky pro STF	19
Obr. 16: STF - Hlavní výpočetní smyčka	21
Obr. 17: STF – Testovací uživatelské rozhraní	22
Obr. 18: STF - určení tlaku p_3	23
Obr. 19: STF - Výpočet vstupní roviny	23
Obr. 20: STF - Výpočet roviny difuzoru	24
Obr. 21: STF - Výpočet výstupu z lopatkové řady	25
Obr. 22: STF - stabilizační kritéria	27
Obr. 23: STF - Stupeň A - náklon rozváděcích lopatek	28
Obr. 24: STF – Porovnání objemových sil pro jednotlivé stupně	29
Obr. 25: Výsledky STF analýz stupně A bez náklonu rozváděcích lopatek	30
Obr. 26: Výsledky STF analýz stupně A s náklonem rozváděcích lopatek	31
Obr. 27: Výsledky STF analýz stupně B	31
Obr. 28: Výsledky STF analýz stupně C	32
Obr. 29: Formování vlhkosti v parní turbíně, zdroj [63]	33
Obr. 30: Definice podchlazení a přesycení zdroj, [46] (modifikováno)	39
Obr. 31: Změna Gibbsovy volné energie	40
Obr. 32: Nukleační rychlost, zdroj [46] (modifikováno)	42
Obr. 33: Průběh teplot v okolí a uvnitř kapky dle Gyarmathyho, zdroj [46] (modifikováno) ..	43
Obr. 34: Průběh expanze v dýze (schéma), zdroj [46] (modifikováno)	44
Obr. 35: Průběh expanze v dýze (typické výsledky)	45
Obr. 36: Ztráty vlhkostí vůči Baumannovu pravidlu, zdroj [81] (modifikováno)	46
Obr. 37: Rozbor složek ztráty vlhkostí pro NT díly elektráren 210 MW a 1000 MW, zdroj [87] (modifikováno)	47
Obr. 38: Schéma „wake-chopping“, zdroj [10] (modifikováno)	51
Obr. 39: Heterogenní kondenzace na jádrech NaCl, zdroj [104] (modifikováno)	51
Obr. 40: Konceptce rozšířené monodisperze v Ansys CFX	59
Obr. 41: Analytický výpočet dýzy- Hlavní výpočetní smyčka	60
Obr. 42: Geometrie analyzovaných dýz	64
Obr. 43: Průběh tlaku a velikost kapek pro případ Moses a Stein C252	66
Obr. 44: Průběh tlaku a velikost kapek pro případ Moses a Stein C257	67

Obr. 45: Průběh tlaku a velikost kapek pro případ Moore B	67
Obr. 46: Průběh tlaku a velikost kapek pro případ Mystery C1	67
Obr. 47: Průběh tlaku a velikost kapek pro případ Mystery C2	68
Obr. 48: Průběh podchlazení pro případ Moses a Stein C252	68
Obr. 49: Kontury tlaku pro případ Moore B získaný pomocí COCHEM Flow	68
Obr. 50: Nukleační rychlost pro případ Moore B	69
Obr. 51: Porovnání analytických výpočtů pro případ Moses a Stein C252	70
Obr. 52: Porovnání analytických výpočtů pro případ Mystery C2	70
Obr. 53: Porovnání průběhů vlhkostí pro případ Moses a Stein C252	71
Obr. 54: Vliv úprav nukleačního modelu a rovnice stavu pro případ Moses a Stein C252	72
Obr. 55: Vliv kalibrace modelu růstu kapek na průběh tlaku a velikost kapek pro případ Moses a Stein C252	73
Obr. 56: Vliv kalibrace modelu růstu kapek na průběh nukleační rychlosti pro případ Moses a Stein C252.....	73
Obr. 57: i-s diagram pro výpočetní případy Moses a Stein C252 a C257	76
Obr. 58: Průběhy termodynamické ztráty vlhkostí v dýzách	76
Obr. 59: Průběhy expanzní rychlosti v dýzách	77
Obr. 60: Vliv expanzní rychlosti na vybrané veličiny při kondenzaci v dýzách	77
Obr. 61: Produkce entropie pro výpočetní případ Moore B	78
Obr. 62: Vliv úprav modelu růstu kapek pro případ Moses a Stein C252	80
Obr. 63: Vliv úprav modelu růstu kapek pro případ Moses a Stein C257	80
Obr. 64: Vliv úprav modelu růstu kapek pro případ Moore B	80
Obr. 65: Vliv úprav modelu růstu kapek pro případ Mystery C1	81
Obr. 66: Vliv úprav modelu růstu kapek pro případ Mystery C2	81
Obr. 67: Geometrie skupiny analyzovaných stupňů	83
Obr. 68: Detail sítě pro střední řez LSN-1.....	85
Obr. 69: Obvodově průměrované kontury podchlazení, vlhkosti a expanzní rychlosti v oblasti stupňů LS-2 a LS-1	90
Obr. 70: Radiální rozložení tlaku a reakce pro vybrané řezy stupně LS-2.....	91
Obr. 71: Kontury podchlazení mezilopatkovými kanály ve vybraných radiálních řezech	91
Obr. 72: Kontury vlhkosti mezilopatkovými kanály ve vybraných radiálních řezech	92
Obr. 73: Průběh expanzní rychlosti (LS-2 na středním řezu, provoz v2).....	92
Obr. 74: Průběh teploty sytosti, teploty páry a entropie páry za LSB-2 pro provoz v2	92
Obr. 75: Poloha „mixing plane“ a definice veličiny ϕ	93
Obr. 76: Rozložení veličin před a za „mixing plane“ mezi LSB-2 a LSN-1 na středním řezu pro provoz v2	93
Obr. 77: Rozložení veličin před a za „mixing plane“ mezi LSN-1 a LSB-1 na středním řezu pro provoz v4	93
Obr. 78: Wilsonova linie v i-s diagramu	94
Obr. 79: Obvodově průměrované kontury podchlazení, vlhkosti a expanzní rychlosti v oblasti stupně LS-0	96
Obr. 80: Vývoj vlhkosti a poloměru kapek napříč průtočnou částí pro provoz v2.....	96
Obr. 81: Vývoj vlhkosti a poloměru kapek napříč průtočnou částí pro provoz v4.....	97
Obr. 82: Obvodově průměrované kontury nukleační rychlosti v oblasti stupně LS-0 (provoz v2).....	97
Obr. 83: Řez lopatkovou řadou LSN-0 v oblasti sekundární nukleace (provoz v2)	97
Obr. 84: Řez lopatkovou řadou LSB-0 v oblasti sekundární nukleace (provoz v2)	98

Obr. 85: Vliv kalibrace modelu kondenzace na podchlazení a vlhkost meridionální rovině v LS-2 a LS-1 (Provoz v2)	99
Obr. 86: Vliv kalibrace modelu kondenzace na podchlazení v mezilopatkových kanálech pro LSB-2 a LSN-1 (Provoz v2).....	99
Obr. 87: Vliv kalibrace modelu kondenzace na vlhkost v mezilopatkových kanálech pro LSB-2 a LSN-1 (Provoz v2).....	100
Obr. 88: Vliv kalibrace modelu kondenzace na podchlazení a vlhkost meridionální rovině v LS-0 (Provoz v2).....	100
Obr. 89: Vývoj vlhkosti a poloměru kapek napříč průtočnou částí pro provoz v2k (kalibrovaný model kondenzace)	101
Obr. 90: Vliv kalibrace modelu kondenzace na podchlazení a vlhkost meridionální rovině v LS-2 a LS-1 (Provoz v4)	102
Obr. 91: Vliv kalibrace modelu kondenzace na podchlazení v mezilopatkových kanálech pro LSB-2 a LSN-1 (Provoz v4).....	102
Obr. 92: Vliv kalibrace modelu kondenzace na vlhkost v mezilopatkových kanálech pro LSB-2 a LSN-1 (Provoz v4).....	103
Obr. 93: Vliv kalibrace modelu kondenzace na podchlazení a vlhkost v meridionální rovině pro LS-0 (Provoz v4)	103
Obr. 94: Vývoj vlhkosti a poloměru kapek napříč průtočnou částí pro provoz v4k (kalibrovaný model kondenzace)	104
Obr. 95: Vliv kalibrace modelu kondenzace na termodynamickou ztrátu vlhkostí pro provoz v2 a v4	104
Obr. 96: Vliv úpravy rozhraní mezi LSB-2 a LSN-1 z pohledu průběhů podchlazení a vlhkosti (Provoz v2, z/L=50%)	106
Obr. 97: Vliv úpravy rozhraní mezi LSB-2 a LSN-1 z pohledu průběhů termodynamické ztráty vlhkostí (Provoz v2)	107
Obr. 98: Vývoj vlhkosti a poloměru kapek napříč průtočnou částí pro variantu v2b (zjednodušený model).....	107
Obr. 99: Vliv úpravy vstupní teploty na podchlazení a vlhkost v meridionální rovině pro LS-2 a LS-1	109
Obr. 100: Vliv úpravy vstupní teploty na nukleační rychlost, podchlazení a vlhkost v kanálech LSB-2 a LSN-1	110
Obr. 101: Vliv úpravy vstupní teploty na termodynamickou ztrátu vlhkostí.....	110
Obr. 102: Vliv úpravy vstupní teploty na vývoj vlhkosti a poloměru kapek napříč průtočnou částí	110
Obr. 103: Analyzované řezy lopatky LSB-2 a LSN-1.....	111
Obr. 104: Kontury nukleační rychlosti a vlhkosti pro výpočty pomocí Ansys CFX a COCHEM Flow pro LSN-1	113
Obr. 105: Kontury nukleační rychlosti a vlhkosti pro výpočty pomocí COCHEM Flow pro LSB-2	114
Obr. 106: Sledovaná křivka pro vyhodnocení průběhů vybraných proudových veličin pro LSB-2 a LSN-1.....	114
Obr. 107: Průběhy podchlazení a vlhkosti pro výpočty programem COCHEM Flow	115
Obr. 108: Průběhy nukleační rychlosti a expanzní rychlosti pro výpočty programem COCHEM Flow	115
Obr. 109: Odchytky výkonu a rychlostního poměru	116
Obr. 110: Odchytky virtuální plochy stupně a účinnosti stupně	117

Obr. 111: Průběh termodynamické ztráty	118
Obr. 112: Porovnání termodynamické ztráty vůči aerodynamickým ztrátám pro provoz v3	118
Obr. 113: Odchylky vstupních úhlů do rozváděcích lopatek a odchylka výstupního úhlu oběžných lopatek LS-0.....	120
Obr. 114: Odchylky vstupních úhlů do oběžných lopatek	120
Obr. 115: Odchylky reakce stupně“	120
Obr. 116: Ztráta incidencí dle Kuofanga a Naixinga [67]	121
Obr. 117: Příloha 1: Příklad kalibrace STF z pohledu eroze	2
Obr. 118: Příloha 2: Oblast aplikace STF se zjednodušeným modelem kondenzace	1
Obr. 119: Příloha 2: - Průsečík s mezí sytosti	2

Seznam tabulek

Tab. 1: STF – testovací stupně.....	28
Tab. 2: STF - porovnání průtoků.....	30
Tab. 3: Hlavní rozdíly Ansys CFX a COCHEM Flow.....	59
Tab. 4: Velikost sítě, expanzní rychlost a velikost hrdla analyzovaných dýz.....	65
Tab. 5: Okrajové podmínky pro výpočty dýz.....	65
Tab. 6: Kritické poměry v hrdlech analyzovaných dýz.....	69
Tab. 7: Termodynamické ztráty v dýzách.....	75
Tab. 8: Rozlišení sítě pro kalibraci dýz.....	78
Tab. 9: Základní parametry výpočetních kódů dle „International Wet Steam Modelling Project“ [100] a Ansys CFX.....	79
Tab. 10: Vliv kalibrace modelu kondenzace na termodynamickou ztrátu vlhkostí.....	81
Tab. 11: Okrajové podmínky pro výpočty skupiny posledních stupňů.....	84
Tab. 12: Parametry sítě pro výpočty skupiny posledních stupňů.....	84
Tab. 13: Přehled maximálních expanzních rychlostí na středním řezu.....	88
Tab. 14: Parametry na Wilsonově linii.....	90
Tab. 15: Podíl jednotlivých kapalných fází na výstupní vlhkosti.....	94
Tab. 16: Okrajové podmínky pro výpočty s upravenou vstupní teplotou.....	107
Tab. 17: Okrajové podmínky pro výpočty programem COCHEM Flow.....	111
Tab. 18: Ztrátový součinitel dle výpočtů COCHEM Flow.....	112
Tab. 19: Odhad vlivu incidence na nárůst ztrát.....	122
Tab. 20: Příloha 2: Úprava rovnic stavu.....	2

Anotace

Výpočetní modelování proudění páry v parní turbíně je nezbytné pro návrhy turbín s vysokou účinností a spolehlivostí. Tato práce se věnuje některým možnostem zlepšení výpočetních metod motivovaná potřebami společnosti Doosan Škoda Power s.r.o., za jejíž podpory tato práce vznikla. První část se zabývá vývojem analytického kódu, tzv. proudového výpočtu. Další část je zaměřena na možnosti modelování proudění mokré páry.

Proudový výpočet je analytický výpočetní kód umožňující analýzu proudového pole v turbínovém stupni. Jeho hlavními vlastnostmi jsou rychlost výpočtu v řádu jednotek sekund, jednoduchost a stabilita, které ho předurčují jako jeden z klíčových prvků aerodynamického návrhu turbínových stupňů. V rámci této práce byl vyvinut kód, který je alternativou k stávajícímu kódu. Nyní probíhá jeho implementace do návrhových nástrojů společnosti Doosan Škoda Power s.r.o. V práci jsou popsány potřebné teoretické základy a algoritmus řešení. Pro vybrané příklady stupňů je provedeno srovnání s výsledky stávajícího kódu a CFD simulací. V některých případech je dosahováno lepších výsledků vůči stávajícímu kódu. Nový kód poskytuje základ pro další možné úpravy a rozšíření.

Proudění mokré páry způsobuje nežádoucí jevy v průtočných částech zejména erozi lopatek a energetické ztráty. Modelování proudění mokré páry se zpravidla omezuje na uvažování jednofázového média s rovnovážnými parametry páry. Numerické metody však umožňují modelovat proudění páry s uvažováním kondenzace, tzn. jako dvoufázové médium s uvažováním nerovnovážných parametrů páry. V další části je proto proveden rozbor možností dostupných numerických metod a je diskutováno jejich možné praktické využití.

Nejprve byl proveden rozbor současného stavu poznání a byly shrnuty nejdůležitější teoretické poznatky. Dále byly popsány matematické modely použité v dostupných numerických řešičích Ansys CFX a COCHEM Flow. Byl také vytvořen analytický kód pro výpočty 1D proudění v Lavalových dýžách. Numerické metody byly nejprve aplikovány na výpočty proudění s kondenzací v Lavalových dýžách. Část výsledků získaných pomocí programu COCHEM Flow byla použita jako součást výzkumné aktivity „International Wet Steam Modelling Project“. Výpočty na Lavalových dýžách umožnily zkoumat citlivost na změnu parametrů výpočetních modelů, stanovit odchylky proudění s a bez uvažování kondenzace, vytvořit metodiku vyhodnocení výsledků a kalibrovat výpočetní modely. Vytvořený analytický model posloužil také jako studie proveditelnosti případných úprav nově vytvořeného proudového výpočtu s ohledem na zjednodušené zahrnutí efektů spojených s kondenzací.

V další části byly provedeny výpočty skupiny posledních turbínových stupňů průmyslové parní turbíny s a bez uvažování kondenzace pomocí programu Ansys CFX pro tři různé provozní stavy. Byly provedeny rozbor tvorby kapalné fáze a vývoje termodynamické ztráty vlhkostí. Dále byla zkoumána citlivost na změnu vybraných parametrů výpočetního modelu. Jednalo se o vliv úpravy modelu kondenzace, vliv úprav rozhraní mezi vybranými lopatkovými řadami, vliv zjednodušení topologie kapalné fáze a vliv změny vstupní teploty. Pro vybrané 2D řezy byly provedeny výpočty pomocí programu COCHEM Flow s cílem stanovení možnosti a vlivu binární nukleace na nečistotě NaCl. Dále bylo provedeno porovnání proudového pole a integrálních charakteristik stupňů.

Vlivem kondenzace páry dochází k ovlivnění proudového pole nejen ve stupních, kde probíhá vlastní kondenzace, ale také v předchozích stupních. Dochází ke změně rozložení tepelných spádů a výkonů mezi jednotlivé stupně. Jsou také ovlivněny vstupní úhly do jednotlivých lopatkových řad. Zapojením výpočtů s kondenzací do návrhu lze tyto efekty částečně eliminovat.

Annotation

Computational simulation of steam flow is necessary for designing of highly efficient and reliable steam turbines. This thesis deals with some options how to improve computational methods. This topic is also in compliance with the needs of Doosan Škoda Power s.r.o. which therefore generously supported this work. The first part is focused on the development of new analytical code, i.e. throughflow. The second part is focused on possible simulations of wet steam flow.

Throughflow is an analytical computational code which enables analysis of flow field in turbine stage. Calculation speed in seconds, simplicity and stability are the main properties of new code. It also determines this code to be one of the most essential features for aerodynamic design of individual turbine stages. In this thesis, new throughflow code has been developed as an alternative to existing one. The implementation of new throughflow code into Doosan Škoda Power s.r.o. design tools is now ongoing. Theoretical background and solution algorithm are described in the thesis. Comparison with existing code and CFD simulation were conducted for selected turbine stages. The tests with new throughflow code gave in several cases better results in comparison with the existing one. New throughflow code provides good basis for further improvements.

Wet steam flow causes undesirable effects in steam turbine flow paths, mainly blade erosion and energy losses. Wet steam simulation is usually limited on conditions of single phase medium with steam parameters in equilibrium state. On the other hand, numerical methods are able to simulate steam flow with regard to condensation, which is a two phase medium with non-equilibrium steam parameters. Capabilities of available numerical methods were examined and opportunities for practical use were discussed in this part.

Analysis of current knowledge and theoretical background were summarized. Further, mathematical models available in numerical solvers Ansys CFX and COCHEM Flow were described. Moreover, analytical code for 1D calculation of condensing flow in Laval nozzles has been developed. Firstly, numerical methods were used to analyze condensing flow in Laval nozzles. Several results acquired by COCHEM Flow were also used as a part of research activity "International Wet Steam Project". Calculations of Laval nozzles enabled to evaluate sensitivity on variation of model parameters, to specify differences in flow with and without condensation, to develop methodology for result interpretation and to calibrate numerical simulations. Developed analytical model was also used as a feasibility study for further possible modifications of throughflow with regard to simplified condensation effects.

Secondly, calculations of the last stages in industrial steam turbine were analyzed in terms of equilibrium and non-equilibrium models using Ansys CFX for three different operations. Liquid phase formation and development of thermodynamic wet steam energy loss were also analyzed. Furthermore, sensitivity study on chosen simulation parameters was conducted. Modifications of condensation model, modifications of interface between blade rows, simplification of liquid phase topology and initial temperature variations were the observed parameters. Calculations for selected 2D cuts were conducted using COCHEM Flow in order to determine binary nucleation on NaCl impurity. Finally, comparison of flow field and integral characteristics for both equilibrium and non-equilibrium model was conducted.

As a result of steam condensation, flow field was affected. Distribution of enthalpy drops and power outputs into individual stages were changed. Flow inlet angles into individual blade rows were also affected. Integration of two phase non-equilibrium calculation methods into design process of steam turbine stages can partially reduce above mentioned undesirable effects.

Annotation

Die Computersimulation der Dampfströmung ist notwendig für das Design der hocheffizienten und zuverlässigen Dampfturbinen. Diese Dissertation beschäftigt sich mit den Möglichkeiten für Verbesserung von den numerischen Methoden. Das Thema entspricht auch den Bedürfnissen der Gesellschaft Doosan Škoda Power s.r.o, die diese Arbeit unterstützt hat. Der erste Teil beschäftigt sich mit der Entwicklung von dem neuen analytischen Computercode, so genanntem Throughflowcode. Der zweite Teil konzentriert sich auf die Möglichkeiten der Nassdampfsimulationen.

Throughflowcode ist ein analytischer Computercode zu der Berechnung von dem Strömungsfeld in einer Dampfturbinenstufe. Die Haupteigenschaften von dem Code sind Berechnungsgeschwindigkeit in Sekunden, Einfachheit und Stabilität. Dank dieser Eigenschaften gehört der Code zu den Hauptmerkmalen der aerodynamischen Designprozess von einzelnen Turbinenstufen. In Rahmen dieser Arbeit wurde der neue Throughflowcode als die Alternative zu dem bestehenden Programm entwickelt. Die Integration von dem neuen Computercode in die Designprogrammen in Doosan Škoda Power s.r.o. ist zurzeit noch im Ablauf. Die theoretische Grundlagen und Berechnungsalgorithmus sind beschreiben hier. Der Vergleich mit CFD-Simulationen wurde für ausgewählte Beispiele von unterschiedlichen Turbinenstufen ausgeführt. Der neue Throughflowcode bietet bessere Ergebnisse als das alte Programm an. Der neue Throughflowcode stellt auch gute Grundlagen für weitere Entwicklung vor.

Die Nassdampfströmung verursacht verschiedene ungewünschte Effekten in Dampfturbinen, vornehmlich Erosion und Energieverlusten. Simulation der Nassdampfströmung ist üblicherweise auf die Bedingungen der Einzelphase mit Gleichgewichtszustand eingeschränkt. Die numerischen Methoden sind aber fähig, die Dampfkondensation zu simulieren, d. h. Bedingungen der Zweiphasen mit Ungleichgewichtszustand zu berücksichtigen. Die Kompetenzen von den vorhandenen numerischen Methoden wurden untersucht und die Möglichkeiten der praktischen Einsatz wurden in dem zweiten Teil dieser Arbeit diskutieren.

Die Analyse der gegenwärtigen Wissenschaft und wurde ausgeführt. Die wichtigsten theoretischen Kenntnisse wurden zusammengefasst. Die mathematischen Modelle in den Programmen Ansys CFX und COCHEM Flow wurden auch beschrieben. Der analytische Code für die Lösung der eindimensionalen Strömung durch die Lavaldüse wurde entwickelt. Zuerst wurden die numerischen Methoden für die Analyse der kondensierenden Dampfströmung durch die Lavaldüsen eingesetzt. Einige Ergebnisse, die mit COCHEM Flow festgestellt worden, haben zu der Lösung der Forschungsaktivität „International Wet Steam Modelling Project“ beigetragen. Die Berechnungen für die Lavaldüse haben folgendes Studium ermöglicht - Untersuchung von der Empfindlichkeit an die Veränderung der Modellparametern, Feststellung von den Unterschieden zwischen Berechnungen für Einzelphase mit Gleichgewichtszustand und der Zweiphasen mit Ungleichgewichtszustand, Entwicklung von der Auswertungsmethodologie und Kalibrierung der numerischen Modells. Der analytische Modell wurde auch zu der Machbarkeitsstudie von dem neu entwickelten Throughflowcode mit Rücksicht auf die Effekte der Kondensation eingesetzt.

Zweitens, Simulationen für die letzten Stufen der industriellen Turbine wurden für Einzelphase mit Gleichgewichtszustand und der Zweiphasen mit Ungleichgewichtszustand Modelle unter drei unterschiedliche Betriebsituationen durchgeführt. Die Bildung der Nässephase und Entwicklung der thermodynamischen Nässeverluste wurden analysiert. Die Empfindlichkeitsstudien an Veränderungen von einigen ausgewählten Modellparametern

wurden durchgeführt. Die Studien haben sich spezifisch auf die Modifikationen des Kondensationsmodells, die Modifikationen der Grenzfläche zwischen den Schaufelreihen, die Vereinfachung der Nässebildungstopologie und die Variationen der Eintrittstemperaturen gerichtet. Die Berechnungen für die ausgewählten 2D Schnitten wurden mit Hilfe von COCHEM Flow durchgeführt. Das Ziel war, die Möglichkeit und das Effekt von binaren Nukleation auf NaCl Verunreinigungen festzustellen. Bewertung von dem Strömungsfeld und von den integralen Charakteristiken für Berechnungen in dem Gleichgewichtszustand und dem Ungleichgewichtszustand wurden durchgeführt.

Kondensation beeinflusst das Strömungsfeld nicht nur in der Stufe, wo die Kondensation verläuft, aber auch in vorangehenden Stufen. Die Wärmefälle und die Leistungen von den einzelnen Stufen wurden auch betroffen. Zusätzlich, die Eintrittswinkel der Strömung in die Schaufelreihen waren unterschiedlich. Der Einsatz von der Simulation für Zweiphasen mit Ungleichgewichtszustand in dem Designprozess kann teilweise die ungewünschten Effekte reduzieren.

Přehled použitých veličin

a	$[ms^{-2}]$	zrychlení
a_p	$[-]$	koeficient aktivity
A	$[m^2]$	plocha
b	$[-]$	blokace kanálu
c	$[ms^{-1}]$	absolutní rychlost
c_p	$[Jkg^{-1}K^{-1}]$	měrná tepelná kapacita při konstantním tlaku
C_d	$[-]$	koeficient odporu
dT	$[K]$	podchlazení (na grafech z Ansys CFX)
d	$[m]$	průměr kapek
D	$[m]$	průměr
e	$[Jkg^{-1}]$	měrná vnitřní energie v programu COCHEM Flow
f	$[Nm^{-3}]$	objemová síla
	$[m]$	šířka mezilopatkového kanálu
	$[-]$	označení funkce rovnice stavu
F_α	$[m^2]$	virtuální plocha stupně
G	$[J]$	Gibbsova energie
h	$[Jkg^{-1}]$	entalpický spád
Δh	$[Jkg^{-1}]$	entalpická ztráta
H	$[J]$	entalpie
i	$[Jkg^{-1}]$	měrná entalpie
I	$[Jkg^{-1}]$	rotalpie
J	$[m^{-3}s^{-1}]$	nukleační rychlost
k	$[-]$	stabilizační kritérium výpočtu STF
	$[-]$	Boltzmannova konstanta
k_c	$[Jkg^{-1}]$	koeficient růstu termodynamické ztráty vlhkostí
k_G	$[-]$	korekční faktor Gibbsovy volné energie
Kn	$[-]$	Knudsenovo číslo
\bar{l}	$[m]$	střední volná dráha molekul vodní páry
L	$[m]$	délka lopatky nebo dýzy
L	$[Jkg^{-1}]$	latentní teplo
m	$[m]$	meridionální souřadnice
m_m	$[kg]$	hmotnost jedné molekuly vody
\dot{m}	$[kgs^{-1}]$	průtok
\dot{m}_{gd}	$[kgs^{-1}]$	mezifázový hmotnostní tok
M	$[-]$	Machovo číslo
M_k	$[Nm]$	kroučící moment
n	$[-]$	jednotkový normálový vektor
	$[s^{-1}]$	otáčky
N	$[kg^{-1}]$	počet kapek v jednotce hmoty
N_{grid}	$[-]$	počet buňek výpočetní sítě
Nu	$[-]$	Nusseltovo číslo
o	$[m]$	hrdlo
p	$[Pa]$	tlak
P	$[W]$	výkon
P_{exp}	$[s^{-1}]$	expanzní rychlost (na grafech z Ansys CFX)
Pr	$[-]$	Prandtlovo číslo

ΔP	[W]	ztracený výkon
\dot{P}	[s ⁻¹]	expanzní rychlost
Q	[J]	teplo
Q_i	[-], [m], [m ²]	i-tý moment momentové metody reprezentace kapek
\dot{Q}	[W]	mezifázový tepelný tok
q	[m]	kvazi-ortogonální souřadnice
Δq	[m]	šířka proudové trubice
r	[m]	radiální souřadnice, poloměr
r	[m]	poloměr kapek
r_c	[m]	poloměr křivosti
R	[Jkg ⁻¹ K ⁻¹]	specifická plynová konstanta páry
Re	[-]	Reynoldsovo číslo
s	[Jkg ⁻¹ K ⁻¹]	měrná entropie
	[m]	šířka turbínového profilu
S	[m ²]	plocha
	[-]	přesycení
	[JK ⁻¹]	entropie
S_e	[Wm ⁻³]	zdrojový člen pro mezifázový přenos energie v programu Ansys CFX
S_h	[kgm ⁻² s ⁻²]	zdrojový člen pro mezifázový přenos hybnosti v programu Ansys CFX
S_m	[kgm ⁻² s ⁻¹]	zdrojový člen pro mezifázový hmotnostní tok v programu Ansys CFX
\dot{S}	[JK ⁻¹ s ⁻¹]	produkce entropie
t	[m]	rozteč
	[s]	čas
T	[K]	teplota
ΔT	[K]	podchlazení
u	[ms ⁻¹]	unášivá rychlost
	[ms ⁻¹]	rychlost ve směru x v programu COCHEM Flow
	[m]	obvodová souřadnice
u_i	[ms ⁻¹]	i-tá složka rychlosti v programu Ansys CFX
U	[J]	vnitřní energie
v	[m ³ kg ⁻¹]	měrný objem
	[ms ⁻¹]	rychlost ve směru y v programu COCHEM Flow
V	[m ³]	objem
w	[ms ⁻¹]	relativní rychlost
x	[-]	suchost
	[-]	axiální souřadnice
y	[-]	vlhkost
y_+	[-]	bezrozměrná vzdálenost od stěny
z_i	[Jkg ⁻¹]	i-tá složka ztráty vlhkostí
Z/L	[-]	relativní vzdálenost od paty lopatky

Řecké symboly

α	[°]	absolutní úhel
	[-]	konstanta modelu růstu kapek dle Younga [114]
α_B	[-]	Baumannův součinitel
α_d	[Wm ⁻² K ⁻¹]	součinitel přestupu tepla mezi kapkou a okolní párou
α_{ex}	[kgm ⁻² s ⁻¹]	expanzní součinitel

α_k	[-]	kondenzační součinitel
β	[°]	relativní úhel
	[-]	poměr průtoku ke kritickému průtoku
	[-]	konstanta modelu růstu kapek dle Younga [114]
β_d	[$m^2 kg^{-1}$]	specifická plocha kapek v programu Ansys CFX
δ	[°]	odklon proudu
	[-]	relativní odchylka
δ_{ij}	[-]	Kronekerovo delta
ε	[°]	úhel sklonu kvazi-ortogonály
	[-]	neizotermický korekční faktor dle Kantrowitze [62]
ζ	[-]	ztrátový součinitel
η	[-]	účinnost
κ	[-]	Poissonova konstanta
λ	[°]	úhel náklonu lopatek
	[$Wm^{-1}K^{-1}$]	součinitel vedení tepla
μ	[°]	meridionální úhel
μ	[Pas]	dynamická viskozita páry
ν	[-]	konstanta modelu růstu kapek dle Younga [114]
Π	[-]	tlakový poměr
ρ	[-]	stupeň reakce
	[kgm^{-3}]	hustota
σ	[Nm^{-1}]	povrchové napětí vody
σ_{ij}	[Pa]	tenzor napětí v tekutině
τ_{ij}	[Pa]	tenzor smykových napětí v tekutině
φ	[-]	průtokový součinitel
Φ	[-]	objemový podíl parní (g) nebo kapalná (d) fáze v programu Ansys CFX
	[-]	relativní poloha napříč rozhraním mezi lopatkami
Ω	[-]	kontrolního objem

Indexy

<i>avg</i>	průměrný
<i>b</i>	oběžné lopatky (bucket)
<i>c</i>	celkový stav (vztaženo k absolutní rychlosti)
<i>d</i>	návrhový (design) vztahující se k vodní kapce (kapalná fáze)
<i>eq</i>	rovnovážný
EOS	rovnice stavu
<i>neq</i>	nerovnovážný
<i>f</i>	proudový (flow)
<i>g</i>	parní fáze
<i>hub</i>	na patě lopatky
<i>i</i>	index roviny
<i>ig</i>	ideální plyn
<i>int1D</i>	vyhodnocené 1D integrálem
<i>intA</i>	vyhodnocené objemovým integrálem A
<i>intB</i>	vyhodnocené objemovým integrálem B
<i>is</i>	isoentropický

<i>it</i>	iterace
<i>IF97</i>	dle standardu IAPWS IF97 [60]
<i>j</i>	index radiální pozice
<i>k</i>	označení stupně
<i>l</i>	kapalná fáze (liquid)
<i>LE</i>	náběžná hrana (leading edge)
<i>m</i>	meridionální vztahující se k průtoku
<i>max</i>	maximální
<i>mid</i>	na středu lopatky
<i>mix</i>	parametry páry určené ze směšovací rovnice
<i>mp</i>	mokrý pára
<i>MP</i>	mixing plane
<i>n</i>	rozdávěcí lopatky (nozzle) normálový směr
<i>out</i>	výstup
<i>p</i>	tlakový vztažený k chemické nečistotě v páře označení kapalných fází ve vyhodnocení Ansys CFX polytropický (ve vztahu k účinnosti)
<i>pp</i>	přehřátá pára
<i>P</i>	určený z bilance výkonu ve vyhodnocení Ansys CFX
<i>q</i>	od náklonu lopatek (u síly <i>f</i>)
<i>r</i>	radiální (v ose <i>r</i>)
<i>s</i>	mez sytosti
<i>SL</i>	mez sytosti (u rovnice stavu)
<i>t</i>	tečný směr
<i>td</i>	termodynamický
<i>tip</i>	na špičce lopatky
<i>target</i>	cílová hodnota v iteračním procesu
<i>teor</i>	teoretický
<i>ts</i>	celkový versus statický stav (total to static)
<i>tt</i>	celkový versus celkový stav (total to total)
<i>TE</i>	odtoková hrana (trailing edge)
<i>x</i>	axiální (v ose <i>x</i>)
<i>u</i>	unášivý (v ose <i>u</i>)
<i>w</i>	celkový stav (vztaženo k relativní rychlosti) ve Wilsonově bodě

Zkratky

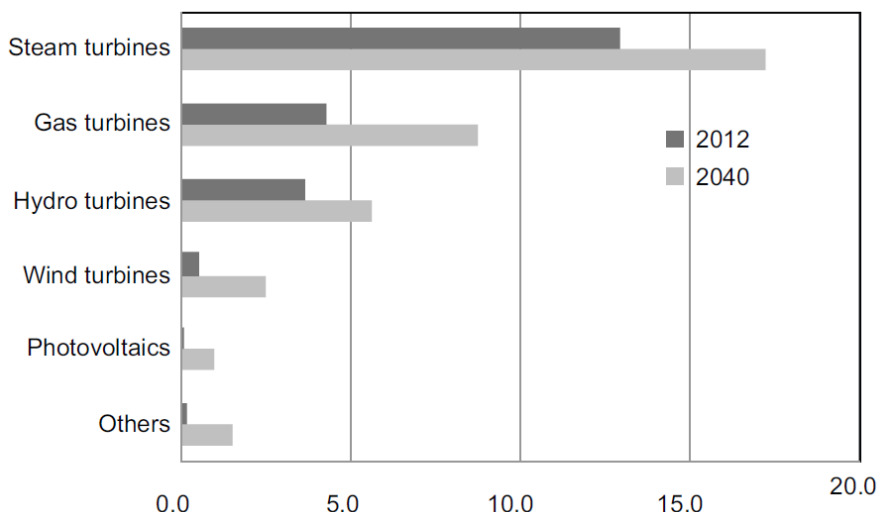
CFD	výpočtová mechanika tekutin (computational fluid dynamic)
CPU	Centrální procesorová jednotka (central processing unit)
CNT	klasická nukleační teorie
IP	ideální plyn
LS-x	označení x-tého turbínového stupně od posledního směrem ke vstupu (poslední = LS-0)

LSB-x	označení oběžné lopatkové řady x-tého turbínového stupně od posledního směrem ke vstupu (poslední = LSB-0)
LSN-x	označení rozváděcí lopatkové řady x-tého turbínového stupně od posledního směrem ke vstupu (poslední = LSB-0)
NICF	neizotermický korekční faktor
STF	nově vytvořený proudový výpočet
TTF	současný proudový výpočet

1 Úvod

1.1 Motivace

Hlavní aplikací parních turbín je již od doby jejich vzniku na konci 19. století výroba elektrické energie, která je hybnou silou rozvoje moderní společnosti. Současné odhady budoucího vývoje výroby elektrické energie ukazují (viz Obr. 1), že i v budoucnu budou parní turbíny hlavním zařízením pro její výrobu.



Obr. 1: Odhad světové produkce elektřiny dle druhu výrobního zařízení pro roky 2012 a 2040 v bilionech kWh, zdroj [105]

Trvalá snaha o snižování emisí skleníkových plynů klade vysoké nároky na účinnost parních turbín a motivuje rostoucí poptávku po výrobě energie z obnovitelných zdrojů. Poroste proto význam parních turbín z hlediska stabilizace sítě, což klade vysoké nároky na jejich vysokou provozní flexibilitu.

Jedním z předních světových výrobců parních turbín, kteří se podílejí na splnění těchto neustále se zvyšujících se nároků, je i společnost Doosan Škoda Power s.r.o. Proto klade nemalý důraz na zvyšování porozumění fyzikálním fenoménům spojených s prouděním páry v turbínách s přispěním numerických simulací a zlepšování návrhových nástrojů. Tato práce přispívá nezanedbatelným dílem ke splnění těchto snah.

1.2 Cíle práce

Jedním z klíčových prvků v procesu aerodynamického návrhu průtočných částí parních turbín je proudový výpočet. Ten je vhodný pro analýzu stupně v raných fázích návrhu turbínových stupňů pro svou rychlost a malé množství vstupních dat. Používá se však i pro finální návrh, jsou-li k dispozici věrohodné empirické korelace. V současnosti probíhá proces modernizace návrhových nástrojů, čímž vznikl i požadavek na vytvoření nového algoritmu proudového výpočtu. Ten má plnohodnotně nahradit stávající, který je svou strukturou poměrně komplikovaný a tím náročný na správu. Nový algoritmus má být proto co nejjednodušší se zachováním dostatečné rychlosti, stability a kvality výsledků. Cílem první části této práce je vytvoření takového algoritmu.

Další a rozsáhlejší část práce se zabývá problematikou numerických simulací proudění mokré páry při nízkých tlacích. To bylo motivováno novými výpočetními postupy řešení dvoufázového proudění, které lze v posledních dekádách pozorovat ve světě. Díky nim lze vůči tradičním postupům získat lepší fyzikální představu o proudovém poli, která má potenciál využití pro zmírnění negativních dopadů přítomnosti kapalně fáze v průtočných částech parních turbín a upřesnění analytických návrhových nástrojů, jako např. proudového výpočtu nebo výpočtu tepelné bilance turbínového cyklu. Dvoufázovým simulacím nebyla do doby tvorby této práce ve společnosti věnována přílišná pozornost. Cílem druhé části práce je proto bližší seznámení s touto problematikou a dostupnými numerickými metodami. Ty pak budou prakticky aplikovány a budou stanoveny přínosy vůči tradičnímu jednofázovým výpočetním postupům a další možnosti rozvoje v oblasti proudění mokré páry.

1.3 Struktura práce

V kapitole 2 jsou uvedeny základní pojmy z teorie turbínových stupňů. To slouží k vymezení důležitých pojmů, se kterými bude operováno v dalších částech práce. Struktura je koncipována z velké části na definice zákonů proudové analýzy stupně, které jsou dále použity při popisu algoritmu řešení proudového výpočtu. Dále jsou zde vysvětleny pojmy týkající se rozdělení ztrát v turbínovém stupni, průběhu expanze ve stupni, rychlostních trojúhelníků a návrhového procesu průtočných částí parních turbín.

Kapitola 3 je věnována tvorbě algoritmu proudového výpočtu, který je zde popsán. Dále jsou zde uvedeny příklady porovnání výsledků se stávajícím proudovým výpočtem a výsledky CFD simulací. V závěru kapitoly je provedeno zhodnocení vývoje tohoto algoritmu.

Problematika proudění mokré páry je otevřena kapitolou 4. Zde jsou uvedeny základní pojmy z teorie tvorby kapalně fáze v parních turbínách, které jsou aplikovány v použitých výpočetních algoritmech, vyhodnocení nebo jsou potřebné pro interpretaci výsledků. Je zde také proveden historický rozbor vývoje poznání v oblasti mokré páry až do současné doby. Jsou zde také uvedeny aktuální aktivity významných výrobců parních turbín v této oblasti známé z literatury publikované v posledních letech.

Práce pokračuje kapitolou 5 popisující použité výpočetní metody pro simulaci dvoufázového proudění mokré páry. Byly použity numerické výpočetní kódy COCHEM Flow a Ansys CFX. Dále byl vytvořen analytický kód pro řešení proudění s kondenzací v Lavalových dýžích.

Výpočetní metody byly nejprve aplikovány na geometrii Lavalových dýž, čímž se blíže zabývá kapitola 6. Byly zde provedeny studie citlivosti výsledků na změny důležitých parametrů modelu a kalibrace modelu použitého v Ansys CFX. Pomocí analytického modelu byl testován způsob zahrnutí efektů spojených s kondenzací do metod předběžného návrhu (např. proudového výpočtu).

Následující kapitola 7 se věnuje výpočtům proudění s uvažováním kondenzace v posledních stupních průtočné části parní turbíny. Jsou provedeny studie citlivosti na změnu významných parametrů modelu. Výsledky jsou porovnány s výsledky tradičních jednofázových výpočtů a jsou diskutovány rozdíly a další možné využití výpočtů s kondenzací.

Disertační práce je uzavřena kapitolou 8. Je zde provedeno celkové shrnutí, přínosy práce a jsou uvedena doporučení pro další rozvoj ve sledovaných oblastech.

2 Základní pojmy z teorie turbínových stupňů

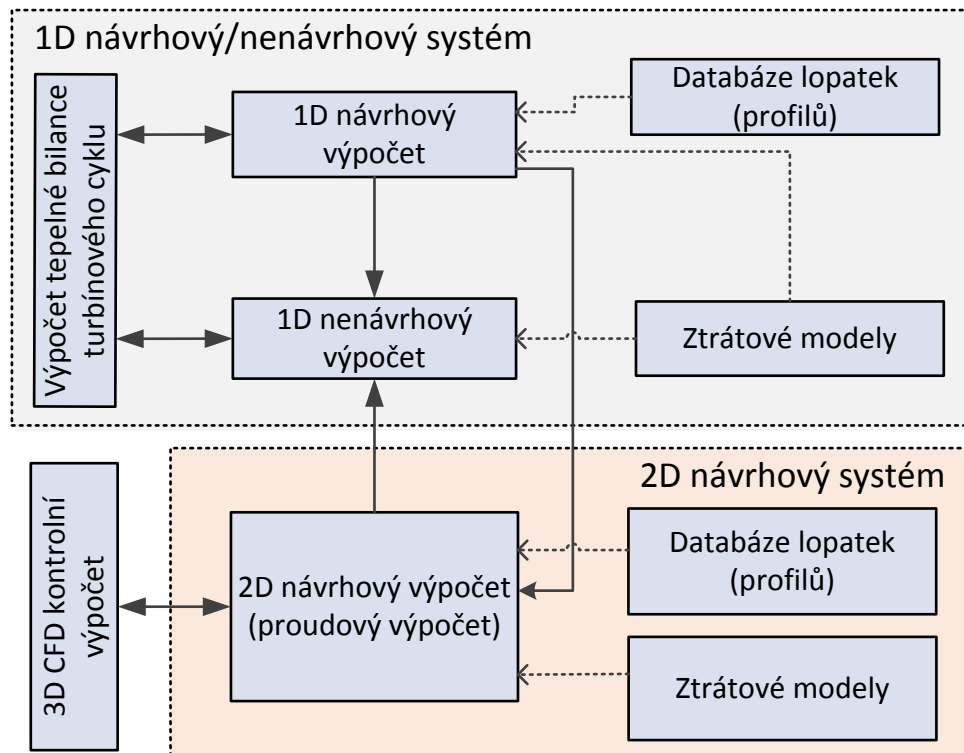
Tato kapitola nastiňuje proces aerodynamického návrhu průtočných částí parních turbín a vymezuje základní pojmy z teorie turbínových stupňů, se kterými bude pracováno v následujících kapitolách.

Axiální parní turbína je stroj, jenž přeměňuje vnitřní energii páry na mechanickou energii, tj. otáčení hřídele kolem své osy, aerodynamickou interakcí mezi párou a lopatkami. Stupeň axiální turbíny se skládá z rozváděcích lopatek a oběžných lopatek. V rozváděcích lopátkách probíhá expanze páry, tj. zvyšování rychlosti média. V oběžných lopátkách se kinetická energie převádí na rotační pohyb hřídele. Jako průtočná část turbíny je chápána uspořádaná soustava turbínových stupňů.

2.1 Proces aerodynamického návrhu průtočných částí

Proces aerodynamického návrhu průtočných částí si klade za cíl navrhnout vhodnou geometrickou konfiguraci lopatek pro dosažení vysoké účinnosti a provozní spolehlivosti stroje. Dále poskytuje podklady pro výpočet tepelné bilance celého turbínového cyklu v návrhových i nenávrhových prozvech.

Tento proces se skládá z řady kroků, využívajících široké spektrum výpočetních nástrojů od relativně jednoduchých 1D analytických metod po komplexní 3D CFD simulace, jak je zobrazeno na Obr. 2.



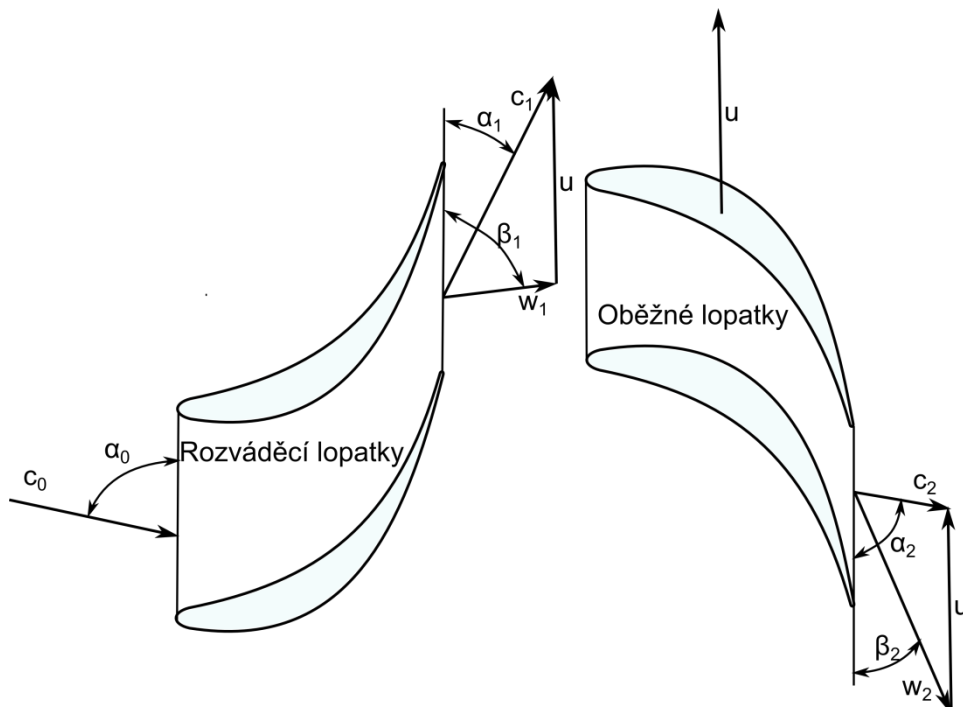
Obr. 2: Schéma procesu aerodynamického návrhu průtočných částí

Základním stavebním kamenem návrhu je výpočet tepelné bilance turbínového cyklu. V raných fázích návrhu je potřeba určit základní parametry průtočné části jako jsou počet stupňů, tepelné spády na jednotlivé stupně a základní rozměry, k čemuž slouží 1D návrhový výpočet. Poté je aktualizován výpočet tepelné bilance cyklu. Navržená geometrie slouží jako

vstup pro 1D nenávrhový výpočet, na základě něhož je možné v přímé vazbě mezi výpočtem tepelného bilance cyklu stanovit parametry při nenávrhových provozech. Další fází návrhu je detailní návrh geometrie stupňů. Výsledky 1D návrhového výpočtu jsou použity při další (finální) fázi návrhu, během které je již navržena kompletní 3D geometrie jednotlivých stupňů. K tomu se využívá 2D návrhový výpočet (proudový výpočet) na základě něhož jsou stanoveny důležité proudové parametry umožňující volbu optimálních turbínových profilů. Navržená geometrie je kontrolována a případně korigována na základě 3D CFD výpočtů. Návrhové i nenávrhové výpočty jsou závislé na tzv. ztrátových modelech, což jsou empirické analytické modely umožňující stanovit energetické ztráty turbínových stupňů. Volba geometrie stupně vychází z databáze profilů, která je používána pro 1D a 2D návrhové výpočty. Jednotlivé výše popsané komponenty jsou součástí 1D návrhového/nenávrhového systému a 2D návrhového systému, které umožňují návrhy průtočných částí a jejich analýzy. Tato práce se úzce dotýká 2D návrhového výpočtu (proudového výpočtu), jehož tvorba je v následujících řádcích dále popsána. Dále se práce dotýká CFD výpočtů, kde je pozornost věnována novým možnostem simulace proudění mokré páry.

2.2 Rychlostní trojúhelníky

Na Obr. 3 jsou zobrazeny rozváděcí a oběžné lopatky s vyznačením rychlostí a směrů proudění. Pára vstupuje do rozváděcích lopatek rychlostí c_0 pod úhlem α_0 a je urychlena na hodnotu výstupní rychlosti c_1 proudící pod úhlem α_1 . Proud vstupuje do oběžných lopatek relativní rychlostí w_1 pod relativním úhlem β_1 . Z oběžných lopatek vystupuje pára relativní rychlostí w_2 pod relativním úhlem β_2 . Do dalšího stupně vstupuje pára absolutní rychlostí c_2 pod úhlem α_2 .

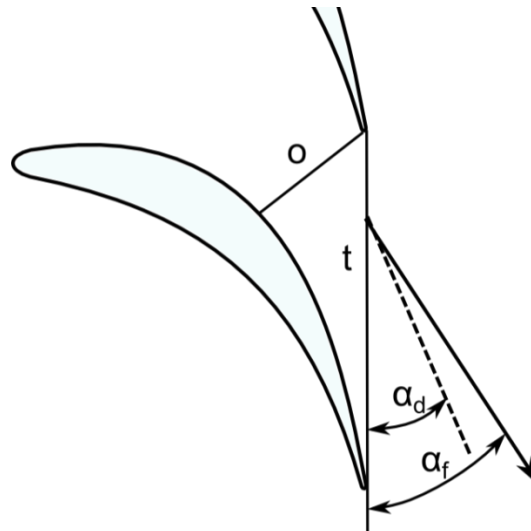


Obr. 3: Rychlostní trojúhelníky

Návrhový výstupní úhel z lopatkové mříže α_d se určuje sinovým pravidlem

$$\sin \alpha_d = \frac{o}{t}, \quad (2.1)$$

kde o je hrdlo a t je rozteč profilové mříže. Výstupní úhel proudu z mříže α_f se však může od návrhového lišit, jak je znázorněno na Obr. 4.



Obr. 4: Výstupní úhel proudu

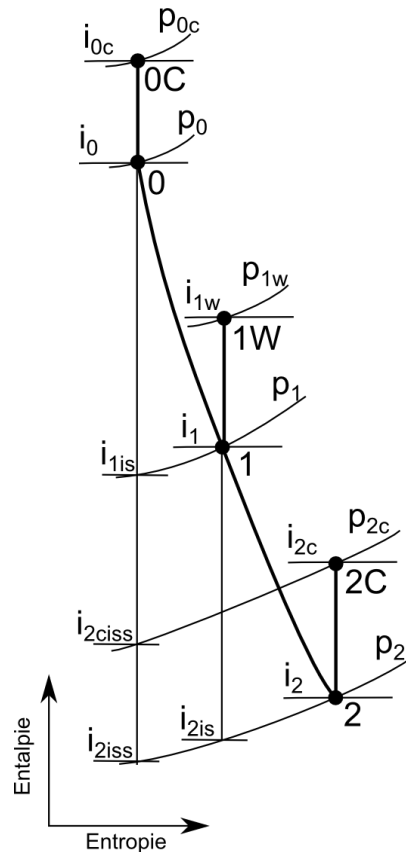
Tento rozdíl je označován jako odklon (deviace) proudu δ a je definován jako

$$\delta = \alpha_d - \alpha_f. \quad (2.2)$$

Odklon proudu je v podzvukové oblasti ovlivněn tvorbou mezní vrstvy na podtlakové straně profilu a tlakovým gradientem mezi podtlakovou a přetlakovou stranou, blíže viz Denton [23]. Vztahy platné pro nadzvukový odklon proudu u nerozšířených dýz jsou uvedené v kapitole 2.5.5.

2.3 Průběh expanze v turbínovém stupni

Na Obr. 5 je zobrazena expanze páry v turbínovém stupni v i - s diagramu. Pára expanduje v rozváděcích lopatkách z bodu „0“ do bodu „1“ při zachování celkové entalpie i_{0c} . Vzhledem k tomu, že proudění neprobíhá beze ztrát, tak se expanzní čára odklání směrem k vyšším hodnotám entropie a entalpie i_1 je proto vyšší než entalpie i_{1is} platná pro proudění beze ztrát. Obdobným způsobem probíhá expanze v oběžných lopatkách mezi body 1 a 2 s tím rozdílem, že v případě proudění po válcových plochách zůstává zachována relativní entalpie i_{1w} .



Obr. 5: Expanze v turbínovém stupni v i-s diagramu

Důležitou charakteristikou turbínového stupně je stupeň reakce ρ , který dává do poměru entalpický spád zpracovaný v oběžných lopátkách vůči entalpickému spádu zpracovanému ve stupni. Dle značení na Obr. 5 platí pro stupeň reakce vztah

$$\rho = \frac{i_{1is} - i_{2iss}}{i_0 - i_{2iss}} \quad (2.3)$$

Je-li hodnota reakce $\rho \sim 0$, tak mluvíme o rovnotlakém (impulsním) stupni. Při hodnotě $\rho \sim 0.5$ mluvíme o přetlakovém (reakčním) stupni. Stupeň reakce není konstantní po výšce lopatek a u dlouhých lopatek typických pro poslední stupně bývají tyto rozdíly významné, viz například Havakechian a Denton [49].

Pomocí i-s diagramu můžeme definovat ztrátový součinitel rozváděcích lopatek ζ_n jako

$$\zeta_n = \frac{i_1 - i_{1is}}{i_{0c} - i_{1is}} \quad (2.4)$$

Účinnost rozváděcích lopatek η_n je definována jako

$$\eta_n = 1 - \zeta_n = \frac{i_{0c} - i_1}{i_{0c} - i_{1is}} \quad (2.5)$$

Obdobně lze definovat ztrátový součinitel ζ_b a účinnost η_b oběžných lopatek jako

$$\zeta_b = \frac{i_2 - i_{2is}}{i_{1w} - i_{2is}}, \quad (2.6)$$

$$\eta_b = 1 - \zeta_b = \frac{i_{1w} - i_2}{i_{1w} - i_{2is}}. \quad (2.7)$$

Účinnost turbínového stupně se určí jako podíl skutečně přeneseného výkonu P k výkonu stupně pracujícího beze ztrát. Pokud je výstupní kinetická energie ze stupně využita v dalším stupni, používá se účinnost „total to total“ dle vztahu

$$\eta_{tt} = \frac{P}{\dot{m}(i_{0c} - i_{2ciss})}. \quad (2.8)$$

Pokud není výstupní energie využita v dalším stupni, tak se používá účinnost „total to static“ vyjádřena vztahem

$$\eta_{ts} = \frac{P}{\dot{m}(i_{0c} - i_{2iss})}. \quad (2.9)$$

Zatížení stupně je často vyjadřováno formou izoentropického rychlostního poměru u/c_{is}

$$\frac{u}{c_{is}} = \frac{\pi D n}{\sqrt{2(i_0 - i_{2iss})}}, \quad (2.10)$$

kde u je obvodová rychlost, c_{is} je izoentropická rychlost, n jsou otáčky a D je průměr (zpravidla na středním řezu).

2.3.1.1 Virtuální plocha stupně

Pro výpočty bilančních schémat se používá jako jedna ze základních charakteristik stupně virtuální plocha stupně F_α , která je definována vztahem

$$F_\alpha = \frac{\dot{m}}{\varphi \beta \alpha_{ex}}, \quad (2.11)$$

kde průtokový součinitel φ je uvažován pro oblast přehřáté páry ($x = 1$) roven $\varphi = 0.97$ a pro oblast mokré páry ($x < 1$) roven

$$\varphi = 0.5 + \frac{1}{2\sqrt{x_0}}, \quad (2.12)$$

kde x_0 je vstupní suchost do stupně. Součinitel β má význam poměru průtoku ke kritickému průtoku a určí se pomocí vztahů (2.38) a (2.39) definovaných v kapitole 2.5.5. Expanzní součinitel α_{ex} se určí pomocí vztahu

$$\alpha_{ex} = \sqrt{\frac{p_0}{v_0} \kappa \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}}}, \quad (2.13)$$

kde p_0 a v_0 jsou statický tlak a měrný objem na vstupu do stupně. Poissonova konstanta κ je uvažována $\kappa = 1.29$ pro přehřátou páru a $\kappa = 1.12$ pro mokrou páru. Vztah pro virtuální plochu stupně F_α dává do relace průtok stupně a zpracováváný spád a na jeho hodnotě přímo závisí rozložení tepelných spádů stupňů ve výpočtech tepelných schémat.

2.4 Rozdělení ztrát v turbínovém stupni

Při proudění páry v partiích turbínových stupňů dochází k řadě jevů způsobujících energetické ztráty. Znalosti těchto jevů jsou klíčové pro jejich správné ohodnocení a případné snižování.

Ztráty se zpravidla dělí do následujících skupin dle příčin jejich vzniku:

Profilové ztráty

Jako profilové ztráty se zpravidla považují ztráty pro nekonečně dlouhé lopatky bez vlivu omezujících stěn. Jsou způsobeny třením v mezní vrstvě, ztrátou vířením v úplavu z odtokovou hranou, případným vířením při odtržení mezní vrstvy a tvorbou rázových vln při nadzvukovém proudění. Zpravidla se určují pomocí testů na profilových mřížích.

Jsou závislé na geometrii profilové mříže, zejména tvarování přetlakové a podtlakové strany, vstupních a výstupních úhlech, těživě, tloušťce odtokové hrany, rozteči mříže a drsnosti povrchu. Dále mají vliv proudové poměry vyjádřené zejména Reynoldsovým číslem, Machovým číslem a úhlem náběhu proudu.

Sekundární ztráty

Sekundární ztráty vznikají vlivem sekundárního proudění poblíž omezujících stěn. Jako sekundární proudění se zpravidla označuje proudění odchylné od dvoudimenzionálního charakteru proudění, který je pozorovatelný daleko od omezujících stěn. U stěn však vzniká složitá třídímní struktura s víry, ve kterých dochází k disipaci energie a tedy energetickým ztrátám. Tato skupina ztrát se obtížně kvantifikuje, proto se v praxi často stanovují odečtením ostatních ztrát od celkové ztráty.

Ztráty únikem z ucpávek

Tato ztráta vzniká v důsledku toho, že pára protékající ucpávkami nekoná užitečnou práci. Ztráta je proto úměrná množství proteklému ucpávkami. Dalším jevem je zvýšení ztráty v důsledku interakce páry vytékající z ucpávek s hlavním proudem, čímž dochází k jeho narušení.

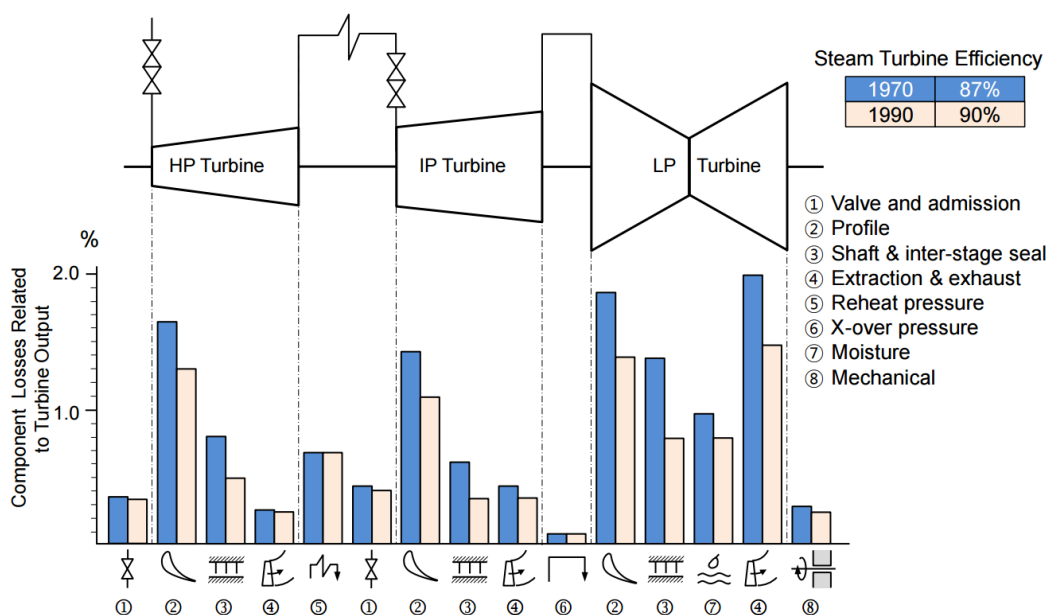
Ztráty vlhkostí páry

Vznikají vlivem tepelné a mechanické interakce mezi plynnou fází a kapalnou fází. Detailnější popis je uveden v kapitole 4.10.

Ostatní ztráty

Mezi ostatní ztráty můžeme zařadit ztrátu rozvějířením u prismatických lopatek, vázacím drátem, mícháním proudů z ucpávek, parciálním ostřikem, třením disku v páře, aj.

Pro výpočet ztrát v turbínových stupních existuje celá řada publikovaných empirických korelací, ztrátových modelů. Známými ztrátovými modely jsou např. modely Ainleyho a Mathiesona [1], Baljého a Binsleyho [15], Craiga a Coxe [20], Traupela [106], Aungiera [3] a jiných. Přehled a porovnání různých ztrátových modelů je uvedeno např. v publikaci Cheona [59]. Tyto modely podávají představu o vlivu jednotlivých proudových a geometrických parametrů. Jsou však vázány na podmínky a geometrie, pro něž byly vytvořeny. Proto výrobci turbín vytvářejí své vlastní ztrátové modely zohledňující jejich vlastní technologii, výsledky experimentů, numerických simulací a provozních zkušeností. Přibližnou představu o významu jednotlivých ztrát na celkovou ztrátu turbíny uvádí Obr. 6, který zobrazuje typickou turbínu o výkonu 600 MW s přihříváním a technologický pokrok mezi lety 1970 a 1990.



Obr. 6: Velikost ztrát v parní turbíně, zdroj [28]

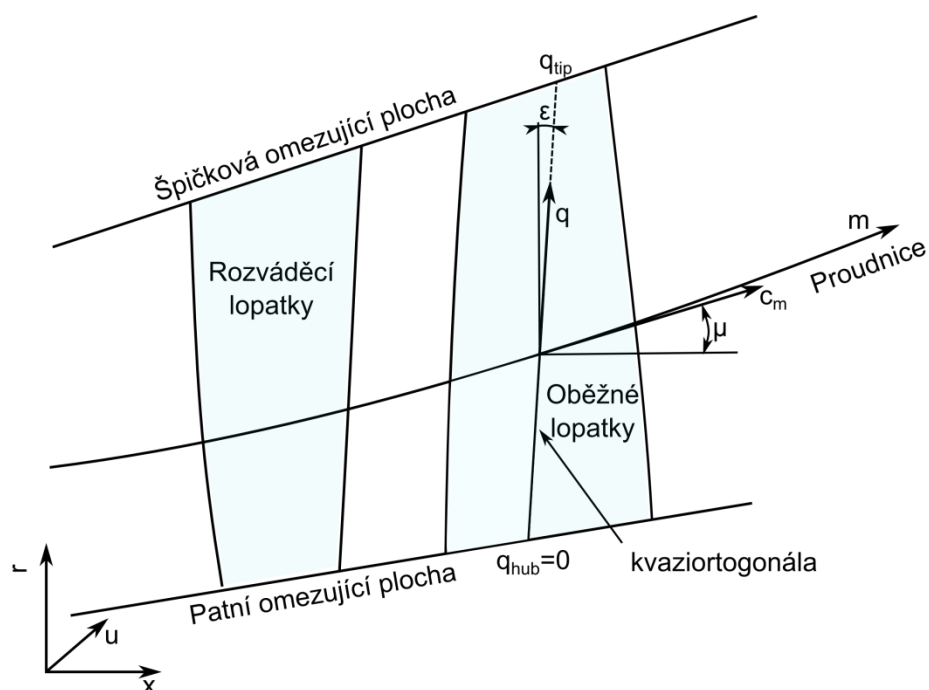
2.5 Zákoný proudové analýzy stupně

V této části jsou popsány základní zákony proudové analýzy stupně. Uvedené formulace jsou voleny z pohledu praktické využitelnosti při tvorbě proudového výpočtu.

2.5.1 Meridionální souřadný systém

Na Obr. 7 je schematicky zakreslen řez lopatkovými řadami turbínového stupně omezený zdola patní omezující plochou a shora špičkovou omezující plochou. Při výpočtech se volí výpočetní roviny, tzv. kvaziortogonály. Ztotožňují se s náběžnými a odtokovými hranami, případně mohou být umístěny do prostoru lopatkových řad nebo mezi lopatkové řady. Zpravidla se uvažují přímkové, ale obecně mohou být i křivočaré. Na obrázku je zvolena kvaziortogonála uvnitř oběžných lopatek. Souřadnice q je vzdálenost po délce kvaziortogonály od patní omezující plochy. Odklon kvaziortogonály od radiálního směru r je označen ε . Souřadnice m je vzdálenost podél proudnice měřená od vstupu do výpočetní oblasti. Odklon tečny k proudnici, která je ve směru meridionální rychlosti c_m , od axiální

souřadnice x je označen jako meridionální úhel μ . Obvodový (unášivý) směr je označen u a jeho kladný směr je shodný se směrem rotace oběžných lopatek.



Obr. 7: Meridionální souřadný systém

2.5.2 Průtok kvaziortogonálou

Průtok výpočetní rovinou, kvaziortogonálou, lze vypočítat integrací veličin mezi patní a špičkovou omezující plochou následujícím způsobem

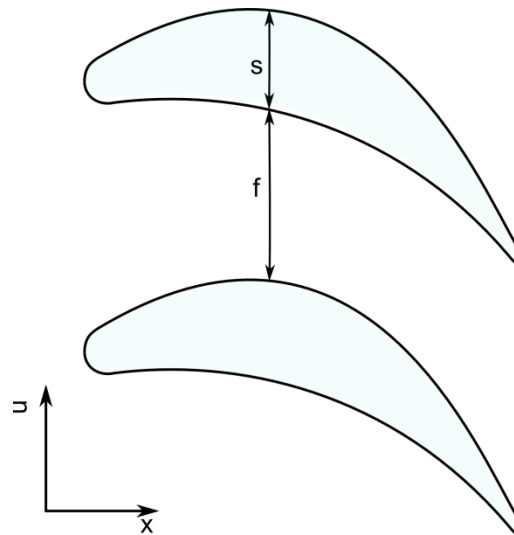
$$\dot{m} = \int_0^{q_{tip}} 2\pi r \rho c_m \cos(\varepsilon + \mu)(1 - b) dq, \quad (2.14)$$

kde člen $c_m \cos(\varepsilon + \mu)$ je průmět meridionální rychlosti do směru kvaziortogonály a b je blokáce kanálu, kterou lze vyjádřit jako

$$b = \frac{s}{s + f}, \quad (2.15)$$

kde s je šířka turbínového profilu a f je šířka mezilopátkového kanálu, jak je blíže znázorněno na Obr. 8.

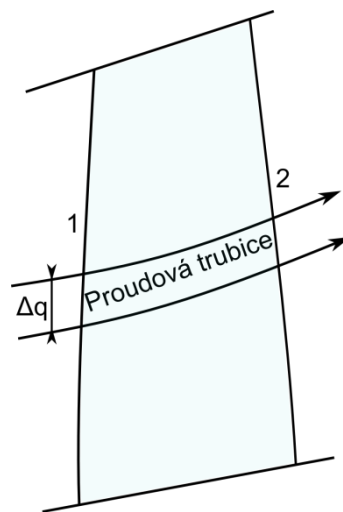
Neuvažujeme-li úniky množství mimo výpočetní oblast, typicky vlivem množství unikající do ucpávek, tak musí být průtok \dot{m} konstantní pro všechny kvaziortogonály.



Obr. 8: Blokace kanálu

2.5.3 Eulerova turbínová věta a zákon zachování energie

Eulerova turbínová věta je jeden z nejdůležitějších vztahů proudění turbínovými stupni, protože vyjadřuje vazbu mezi změnou obvodové rychlosti a prací vykonanou stupněm. Uvažujme oběžnou lopatkovou řadu, jejíž vstup označíme indexem 1 a výstup indexem 2 a v ní proudovou trubici o tloušťce Δq , kterou protéká množství páry \dot{m} , jak je naznačeno na Obr. 9.



Obr. 9: Proudová trubice

Pro výkon P platí na základě věty o změně toku hybnosti v obvodovém směru u vztah

$$P = -\dot{m}(u_2 c_{u2} - u_1 c_{u1}), \quad (2.16)$$

Na základě energetické rovnice platí pro výkon P také vztah

$$P = \dot{m}(i_{1c} - i_{2c}). \quad (2.17)$$

Kombinací rovnic (2.16) a (2.17) získáme vztah

$$I = i_c - u c_u = konst., \quad (2.18)$$

kde veličina I se nazývá rotalpie a je konstantní podél proudnice. Vzhledem k tomu, že pro rozváděcí lopatkovou řadu je nulová obvodová rychlost u , tak pro ni platí vztah

$$I = i_c = konst. \quad (2.19)$$

Vztah (2.18) se v případě výpočtů oběžných lopatek zapisuje v ekvivalentní formě jako

$$I = i_w - \frac{1}{2} u^2 = konst. \quad (2.20)$$

2.5.4 Rovnice radiální rovnováhy

2.5.4.1 Základní vztah

Pomocí rovnice radiální rovnováhy lze určit rozložení tlaku nebo rychlosti podél kvaziortogonály a je klíčovým prvkem proudového výpočtu.

Vydeme z rovnováhy sil působících na element tekutiny pro kontrolní objem Ω s hranicí $\partial\Omega$, pro kterou platí vztah

$$\int_{\Omega} \rho \frac{dc_i}{dt} d\Omega = \int_{\partial\Omega} \sigma_{ij} n_j dS_j + \int_{\Omega} f_i d\Omega, \quad (2.21)$$

kde f jsou vnější síly působící na tekutinu, n je normálový vektor na povrchu kontrolního objemu, S je plocha povrchu a σ_{ij} je tenzor napětí v tekutině. Pro tenzor napětí v tekutině platí vztah

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + \underbrace{\mu \left(\frac{\partial c_i}{\partial x_j} + \frac{\partial c_j}{\partial x_i} \right)}_{\tau_{ij}} - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial c_k}{\partial x_k} \delta_{ij}, \quad (2.22)$$

, kde při uvažování nevazkého proudění je $\tau_{ij} = 0$ a celý postup se značně zjednoduší.

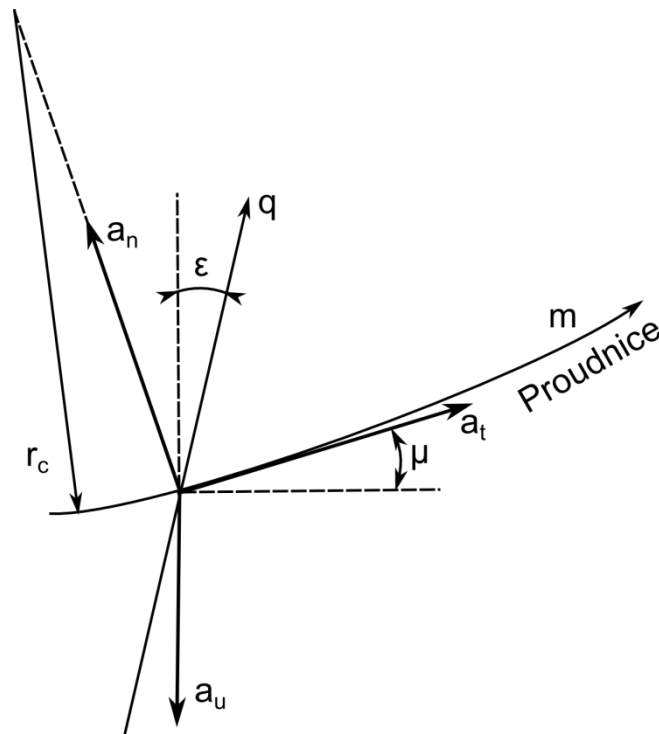
Zkombinujeme-li vztah (2.21) a (2.22) a aplikujeme-li Gaus-Ostrogradského větu získáme pro zrychlení v tekutině a_i

$$a_i = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{f_i}{\rho}. \quad (2.23)$$

Vektor zrychlení v tekutině a_i je tedy úměrný gradientu tlaku a vnějším silám působícím na element tekutiny.

Princip rovnice radiální rovnováhy spočívá ve vyčíslení jednotlivých složek zrychlení zobrazených na Obr. 10. Zrychlení a_u je dostředivé zrychlení dané rotací v čelní rovině,

a_n a a_t jsou normálové a tečné zrychlení dané křivočarým pohybem v meridionální rovině podél proudnice. Veličina r_c je poloměr křivosti proudnice ve sledovaném bodě.



Obr. 10: Zrychlení v tekutině

Průměty těchto zrychlení do směru q lze vyjádřit jako

$$a_t = c_m \frac{\partial c_m}{\partial m} \sin(\varepsilon + \mu), \quad (2.24)$$

$$a_n = \frac{c_m^2}{r_c} \cos(\varepsilon + \mu), \quad (2.25)$$

$$a_u = \frac{c_u^2}{r} \cos(\varepsilon). \quad (2.26)$$

Silovou rovnováhu (2.23) vyjádřenou pro směr q s dosazenými členy (2.24), (2.25) a (2.26) můžeme po úpravě zapsat ve tvaru použitým v nově sestaveném proudovém výpočtu vztahem ve tvaru

$$\underbrace{\frac{\partial p}{\partial q}}_{f_p} = - \underbrace{\rho c_m \frac{\partial c_m}{\partial m} \sin(\varepsilon + \mu)}_{f_t} - \underbrace{\rho \frac{c_m^2}{r_c} \cos(\varepsilon + \mu)}_{f_n} + \underbrace{\rho \frac{c_u^2}{r} \cos(\varepsilon)}_{f_u} + f_q, \quad (2.27)$$

kde f_p je tlaková síla, f_t , f_n a f_u jsou síly dané zmiňovanými zrychleními a f_q je síla působící na tekutinu vlivem lopatek. Síla f_q je přibližně nulová pro radiálně sestavené lopatky (bez obvodového náklonu).

Při použití druhého zákona termodynamiky a vztahu pro celkovou entalpii lze nahradit tlakový gradient dle vztahu

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial q} = T \frac{\partial s}{\partial q} - \frac{\partial i_c}{\partial q} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial c_m^2}{\partial q} + \frac{\partial c_u^2}{\partial q} \right), \quad (2.28)$$

Kde po dosazení do (2.27) a úpravách získáme rovnici radiální rovnováhy vyjádřenou ve formě rychlostí

$$\frac{1}{2} \frac{\partial c_m^2}{\partial q} = \frac{\partial i_c}{\partial q} - T \frac{\partial s}{\partial q} - \frac{f_q}{\rho} + c_m \frac{\partial c_m}{\partial m} \sin(\varepsilon + \mu) + \frac{c_m^2}{r_c} \cos(\varepsilon + \mu) - \frac{1}{2r^2} \frac{\partial (rc_u)^2}{\partial q}. \quad (2.29)$$

Existují další možné formulace rovnice radiální rovnováhy. Je zajímavé uvést formulaci dle Turinského [109], která je použita ve stávajícím proudovém výpočtu. Ta je formulovaná pro axiální složku c_x rychlosti pomocí těchto vztahů

$$\frac{dc_x^2}{dr} + c_x^2 X(r) + Y(r) = 0, \quad (2.30)$$

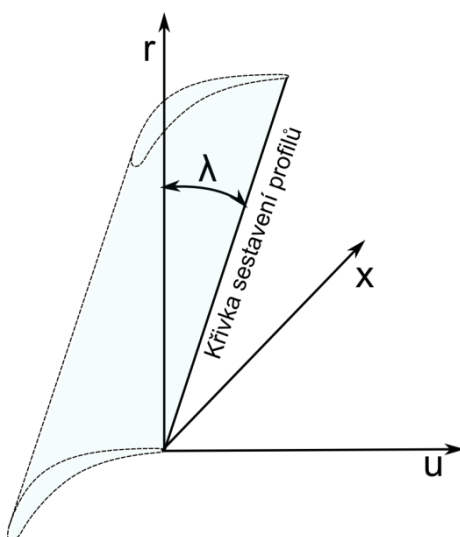
$$X(r) = \left[-2 \frac{1}{c_x} \frac{\partial c_r}{\partial x} + \frac{1 - \eta_p}{\eta_p} \frac{\partial t g^2 \mu}{\partial r} \right] \frac{\eta_p}{1 + (1 - \eta_p) t g^2 \mu}, \quad (2.31)$$

$$Y(r) = \left[2 \frac{c_u}{r} \frac{\partial (rc_u)}{\partial r} + \frac{1 - \eta_p}{\eta_p} \frac{\partial c_u^2}{\partial r} - \frac{2}{\eta_p} \frac{\partial i_c}{\partial r} \right] \frac{\eta_p}{1 + (1 - \eta_p) t g^2 \mu}, \quad (2.32)$$

kde η_p je polytropická účinnost.

2.5.4.2 Síla od lopatek s obvodovým náklonem

Lopatky s obvodovým náklonem jsou takové, jejichž křivka sestavení profilů se odchyluje od radiálního směru r o úhel náklonu λ , což je schematicky znázorněno na Obr. 11.



Obr. 11: Obvodový náklon

Kladný směr náklonu λ je ve směru otáčení oběžných lopatek u . Náklon se nejčastěji aplikuje na rozváděcích lopatkách. V případě konstantního průběhu λ po výšce lopatky hovoříme o jednoduchém nebo přímkovém náklonu. V případě proměnného průběhu úhlu náklonu λ hovoříme o složeném náklonu.

Uvažujme element tekutiny na poloměru r , který je vytčen sousedními proudovými plochami vzdálených od sebe dq na vzdálenosti ve směru meridionální souřadnice dm . Jeho objem $d\Omega$ bude

$$d\Omega = 2\pi r dq dm. \quad (2.33)$$

Protéká-li uvažovaným elementem průtočné množství $d\dot{m}$ vyjádřené jako

$$d\dot{m} = 2\pi r \rho c_m dq, \quad (2.34)$$

tak se bude krouticí moment dM_k , kterým působí lopatka na element tekutiny vyjádřen jako

$$dM_k = \underbrace{-2\pi r \rho c_m dq}_{d\dot{m}} d(rc_u). \quad (2.35)$$

Budeme-li předpokládat, že síla odpovídající tomuto momentu působí kolmo na lopatku (křivku sestavení), můžeme pro průmět této síly do radiálního směru vztažený na kontrolní objem $d\Omega$ psát

$$f_q = \frac{dM_k}{r} \frac{1}{d\Omega} \tan(\lambda) = -\rho \frac{c_m}{r} \frac{d(rc_u)}{dm} \tan(\lambda). \quad (2.36)$$

Pro praktické výpočty se nahradí derivace diferencí Δ mezi sousedními kvaziortogonálami, načež přejde výraz (2.36) do tvaru

$$f_q = -\rho \frac{c_m}{r} \frac{\Delta(rc_u)}{\Delta m} \tan(\lambda), \quad (2.37)$$

který se aplikuje do rovnice radiální rovnováhy (2.27) v případě výpočtu lopatek s obvodovým náklonem.

Tento vztah je vhodný pro přibližnou aproximaci vlivu obvodového tvarování na rozložení tlaku podél kvaziortogonály. Je třeba dodat, že je tento ve skutečnosti mnohem složitější a ze své podstaty plně trojdimenzionální. Dochází k ovlivnění sekundárního proudění, rozložení tlaku podél turbínových profilů a ovlivnění proudového pole na vstupu do následujícího stupně. V odborné literatuře lze najít řadu prací zabývajících se problematikou vlivu trojdimenzionálního tvarování lopatek. Jako příklady lze uvést například práci Rosice a Xu [91] zabývajících se vlivem obvodového tvarování lopatek typických pro vysokotlaké díly turbín nebo práci Havakechiana a Dentona [49] zabývajících se vlivem obvodového tvarování lopatek u posledního stupně nízkotlakého dílu turbíny.

2.5.5 Nadzvukový odklon proudu

Proudí-li pára nadzvukovým prouděním zužujícím se kanálem, dochází k aerodynamickému ucpání. To se projevuje tak, že při snižování tlaku za kanálem nedochází od určité hodnoty tlaku (kritický tlak p_*) ke zvyšování průtočného množství, které se ustálí na kritické hodnotě m_* .

Na základě teorie jednodimenzionálního izoentropického proudění ideálního plynu dýzou lze odvodit, viz například Bečvář [14], vztahy pro Bendemannovu křivku vyjadřující závislost poměru protékajícího množství ke kritickému množství β na tlakovém poměru Π a kterou je možno zapsat jako

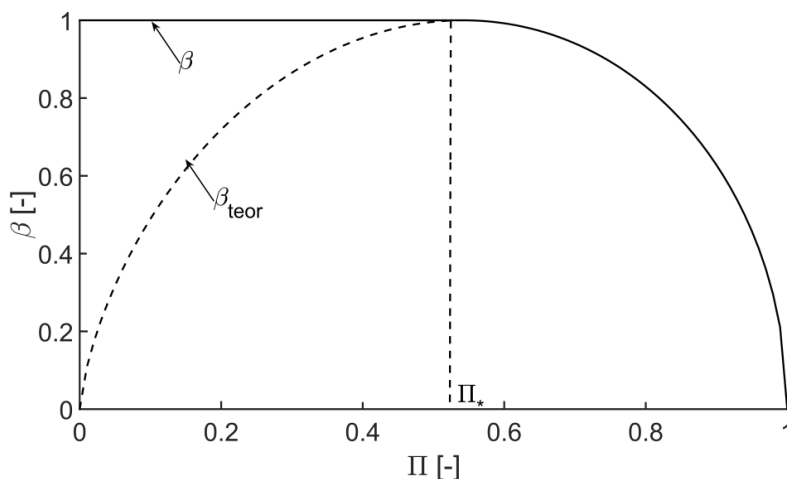
$$\beta_{teor} = \sqrt{\frac{2}{\kappa - 1} \left(\frac{\kappa + 1}{2}\right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}} \Pi^{\frac{2}{\kappa}} \left(1 - \Pi^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}}\right)}, \quad (2.38)$$

$$\beta = \frac{\dot{m}}{\dot{m}_*} = \begin{cases} \Pi > \Pi_*: \beta = \beta_{teor} \\ \Pi \leq \Pi_*: \beta = 1 \end{cases}, \quad (2.39)$$

kde κ je Poissonova konstanta a Π_* je kritický tlakový poměr, který je možno vyjádřit pomocí vztahu

$$\Pi_* = \left(\frac{2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}. \quad (2.40)$$

Grafické zobrazení vztahu (2.39) pro funkci β je uvedeno na Obr. 12.

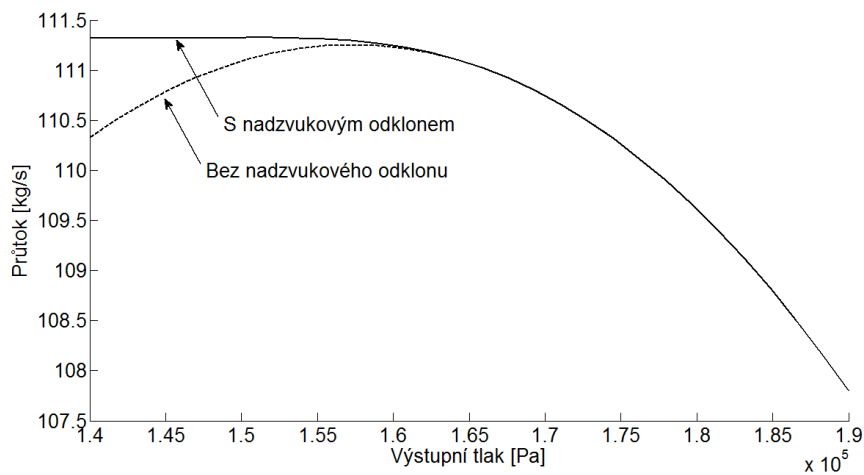


Obr. 12: Funkce β

Uvažujme, že v hrdle lopatkového kanálu proudí pára úhlem α_d daným sinovým pravidlem (2.1), potom bude pro $\Pi < \Pi_*$ nutné korigovat výstupní úhel proudu α_f , aby byl splněn vztah (2.39) následovně

$$\alpha_f = \text{asin}\left(\frac{1}{\beta_{teor}}\right) \alpha_d. \quad (2.41)$$

Vztah pro nadzvukový odklon (2.41) je aplikován v proudovém výpočtu a umožňuje poměrně jednoduchým způsobem simulovat stav aerodynamického ucpání lopatkové mříže. Příklad je uveden Obr. 13. Zde byla vybrána rozváděcí mříž nízkotlakého stupně, kde byl měněn protitlak a bylo sledováno průtočné množství lopatkovou mříží jednou s aplikací modelu nadzvukového odklonu proudů a jednou bez aplikace tohoto modelu. Je vidět, že bez aplikace modelu nadzvukového odklonu proudů by dal proudový výpočet nesmyslné výsledky.



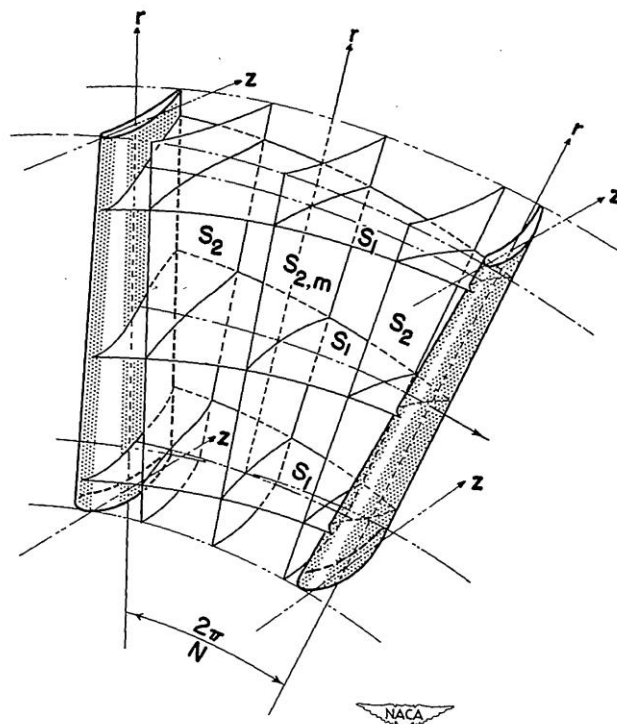
Obr. 13: Aplikace nadzvukového odklonu na rozváděcí mříži nízkotlakého stupně

3 Proudový výpočet

V této kapitole je představen nově vytvořený algoritmus proudového výpočtu založený na metodě zakřivení proudnic. Kromě popisu vlastního algoritmu řešení úlohy je provedeno na několika vybraných případech porovnání se stávajícím proudovým výpočtem a výsledky CFD výpočtů a v závěru provedeno zhodnocení výsledků jeho vývoje.

3.1 Stav vědy

Již na počátku padesátých let minulého století publikoval Wu [119] teorii pro výpočet trojdimenzionálního proudění v turbostrojích, jejíž princip je zobrazen na Obr. 14.



Obr. 14: Princip řešení trojdimenzionálního proudění dle Wu [119]

Trojdimenzionální řešení se získá na základě iterování mezi řešeními v plochách S_2 (meridionální rovina) a plochách S_1 (plochy v obvodovém směru, tzv. „blade to blade“). Tato teorie však předběhla svou dobu komplexností a výpočetními možnostmi tehdejších počítačů a byla proto zřídka používána. Praktické výpočetní kódy se proto omezovali pouze na jednu meridionální rovinu S_2 a jednu či několik nezkroucených ploch S_1 . Pro výpočet v rovině S_2 se nejčastěji používá metoda křivosti proudnic („streamline curvature method“, „throughflow“). Ta se stala dominantní zejména pro svou jednoduchost a efektivitu při řešení nadzvukového proudění a stala se jednou ze základních metod při návrzích turbostrojů a to až do dnešních dob, kdy pokrok ve výpočetní technice umožnil realizaci komplexních úloh proudění pomocí CFD. Bližší informace o vývoji návrhových metod v turbostrojích shrnuje Denton v [22].

Proudové výpočty zůstávají nepostradatelnou součástí návrhového procesu parních turbín. Jejich přednostmi jsou především jejich robustnost, výpočetní čas v řádu jednotek sekund a relativně malé množství vstupních dat. Jsou vhodné ve fázi předběžného návrhu geometrie

turbínových stupňů. Jsou použitelné i ve finální fázi návrhu, jsou-li doplněné spolehlivými empirickými modely jako jsou modely ztrát, blokace kanálu a odklonu proudu. Ty pak ovlivňují přesnost výpočtu více nežli vlastní výpočetní metoda. V dnešní době je vhodné provést finální kontrolu návrhu pomocí CFD metod kalibrovaných na základě experimentů. V literatuře lze najít řadu zajímavých prací týkajících se vývojem a použitím proudových výpočtů. Tímto tématem se zabývali například Denton [21], Smith [96], Turinsky [109], Frost [31], Came [18], Petrovic et al. [90] a Casey a Robinson [19].

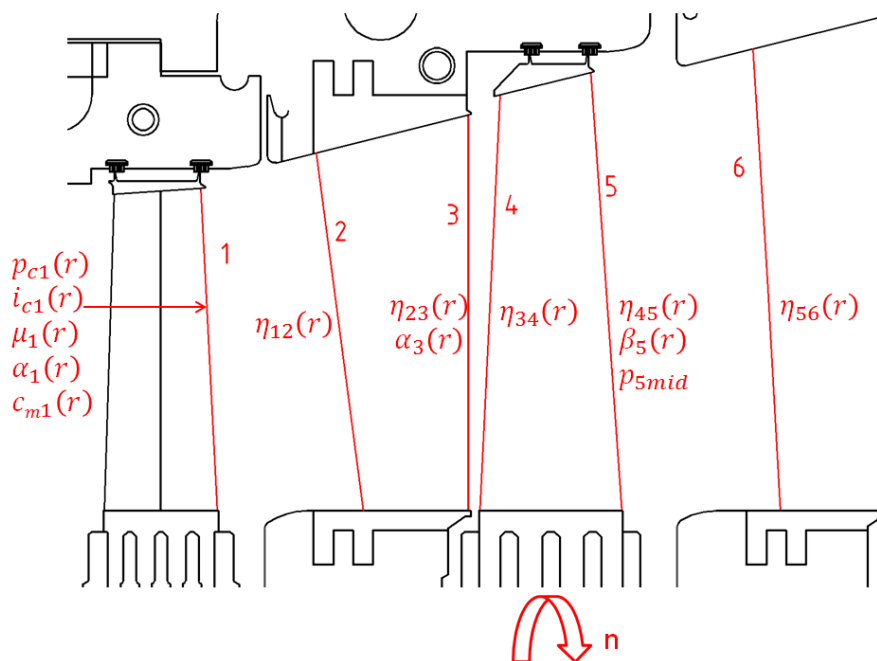
3.2 Motivace

Ve společnosti Doosan Škoda Power s.r.o. je používán v současné době proudový výpočet založený na práci Turinského [109]. Vznik tohoto programu je datován na konec šedesátých let minulého století. Od té doby byl průběžně inovován a přizpůsobován aktuálním potřebám společnosti až dodnes. V současné době je součástí 2D návrhového systému používaného pro volbu geometrie lopatek turbínových stupňů a je jeho neoddělitelnou součástí.

V rámci procesu modernizace 2D návrhového systému bylo rozhodnuto o tvorbě nového proudového výpočtu. To bylo motivováno především snahou o zjednodušení kódu a zvýšení jeho přehlednosti, jelikož se jedná o poměrně rozsáhlý kód, u něhož je v současné době používán pouze zlomek možností. Nový proudový výpočet má být proto co nejjednodušší a má do budoucna umožnit jeho snadné přizpůsobení aktuálním potřebám. Musí být pochopitelně zachována minimálně shodná kvalita výsledků a stabilita programu.

3.3 Definice úlohy

Na Obr. 15 je zobrazen meridionální řez turbínovým stupněm s označením výpočetních rovin (kvaziortogonál) 1 až 6.



Obr. 15: Geometrie a okrajové podmínky pro STF

Vstupní rovina (1) pro výpočet se uvažuje, je-li to možné, na odtokových hranách oběžných lopatek předchozího stupně. Zde jsou zadány vstupní okrajové podmínky, kterými jsou radiální rozložení:

- celkového tlaku $p_{c1}(r)$,
- celkové entalpie $i_{c1}(r)$,
- meridionálního úhlu proudu $\mu_1(r)$,
- obvodového úhlu proudu $\alpha_1(r)$,
- meridionální rychlosti $c_{m1}(r)$.

Na následujících rovinách (2 až 6) se zadávají radiální rozložení účinnosti vůči předchozí rovině $\eta_{12}(r)$ až $\eta_{56}(r)$. Na roviny odtokových hran lopatek (3 a 5) se zadávají rozložení výstupních úhlů $\alpha_3(r)$ a $\beta_5(r)$. Výstupní okrajová podmínka se zadává na rovině odtokových hran oběžných lopatek (5) ve formě tlaku na středním řezu p_{5mid} . Dále jsou specifikovány otáčky n a obrysy výpočetních rovin ve formě souřadnic x a r .

Výstupem programu jsou radiální rozložení proudových veličin podél výpočetních rovin, jako jsou tlaky, rychlosti, Machova čísla, reakce stupně a integrální parametry jako jsou průtok, výkon a síly působící na lopatky. Na základě těchto výsledků je upravena geometrie stupně pro dosažení požadovaných proudových poměrů v rámci 2D návrhového systému a výpočet se opakuje, dokud není dosaženo požadovaný proudových poměrů ve stupni.

Nový proudový výpočet je označován zkratkou STF („Simple ThroughFlow“). Původní nese označení TTF.

Hlavní rozdíly programu TTF vůči STF z pohledu vstupních dat jsou:

- Program TTF pracuje pouze s 5 výpočetními rovinami (2 až 6),
- Vstupní data se zadávají na rovině 2 ve formě statického tlaku a entalpie,
- Obvodový vstupní úhel v rovině 2 je 90°,
- Výstupní statický tlak se zadává na patním poloměru roviny 5.

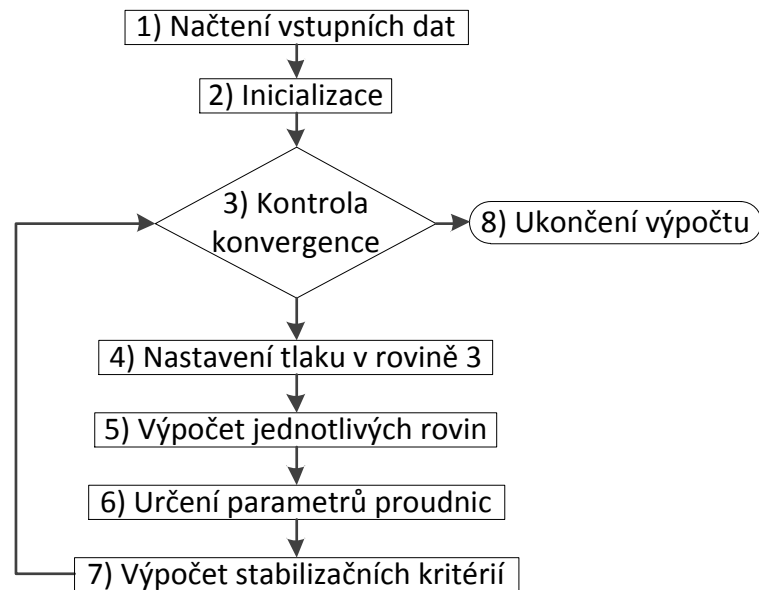
Změny v programu STF byly motivovány usnadněním přenosu okrajových podmínek mezi jednotlivými stupni v rámci 2D návrhového systému a přípravy zadání pro kontrolní CFD výpočty.

3.4 Postup výpočtu

Vlastní výpočet vychází z převážné části ze zákonů proudové analýzy stupně uvedených v kapitole 2.5. Jedná se o následující:

- Dodržení konstantního průtoku výpočetními rovinami dle rovnice (2.14),
- Dodržení konstantní rotalpie podél proudnice dle rovnic (2.19) a (2.20),
- Splnění rovnice radiální rovnováhy dle rovnice (2.27),
- Dodržení stavové rovnice dle standardu IAPWS-IF97.

Vývojový diagram hlavní výpočetní smyčky programu je zobrazen na Obr. 16.



Obr. 16: STF - Hlavní výpočetní smyčka

Ad 1) Načtení vstupních dat

Jsou načítána vstupní data definovaná v kapitole 3.3. Geometrie výpočetních rovin se zadává ve formě souřadnic x, r . Kromě těchto údajů se zadávají kritéria ovlivňující proces konvergence výpočtu, kritéria ukončení výpočtu (stabilizační kritéria) a způsob výpočtu parametrů proudnic.

Ad 2) Inicializace

Pro první iteraci je potřeba inicializovat hodnoty veličin proudového pole (p, v, c_m, c_u, \dot{m}). Ta může probíhat buď manuálním zadáním (doplnění vstupních dat) nebo automaticky pomocí předřazeného 1D výpočtu. Dále jsou odhadnuty parametry proudnic, tzn. jejich poloměr křivosti r_c a meridionální úhel μ . Ze souřadnic x, r jsou dopočteny souřadnice q, m pro jednotlivé výpočetní roviny (kvaziortogonály).

Ad 3) Kontrola konvergence

Výpočet je ukončen, pokud všechna stabilizační kritéria jsou menší než jejich maximální dovolené hodnoty. To je blíže popsáno v rámci bodu 7.

Ad 4) Nastavení tlaku v rovině 3

Blíže je popsáno v kapitole 3.4.1.

Ad 5) Výpočet jednotlivých rovin

Blíže je popsáno v kapitole 3.4.2.

Ad 6) Určení parametrů proudnic

Blíže je popsáno v kapitole 3.4.3.

Ad 7) Výpočet stabilizačních kritérií

Blíže je popsáno v kapitole 3.4.4.

Ad 8) Ukončení výpočtu

Po ukončení výpočtu stupně se spouští procedura provádějící z primárních výsledků výpočtu dopočet dalších veličin, kterými jsou:

- Složky rychlostí,
- Úhly proudu,
- Stavové parametry (entropie, rychlost zvuku, apod.),
- Machova čísla,
- Síly působící na lopatky,
- Přenesený výkon,
- Reakce stupně.

Pro potřeby testování programu bylo vytvořeno jednoduché grafické uživatelské rozhraní, viz Obr. 17, které umožňuje načíst data z 2D návrhového systému, nastavit základní parametry výpočtu, dávkově spustit a vyhodnotit výpočty jednotlivých stupňů včetně porovnání s CFD výsledky a výsledky programu Meridflow, jehož princip je popsán v práci Fürsta et al. [33]. Výstupy jsou poté automaticky uloženy do adresářové struktury.

Input file															
Select STF input file (*.TufpadData)															
C:\Work\STF\STF_24_u3#\Calculations\Grat_HPO1_spiral\C01_tuf\GRATI_ADD_ON_DRUM_v05.stf															
Count Of Stages [1]	First calculated Stage [1]				Last calculated stage [1]										
11	1				11										
stage [1]	it_glob [1]	it_delay [1]	flim [N/m^3]	epsP [1]	stab_it [1]	stab_mass [1]	stab_midP [1]	stab_htp [1]	sl_model [-]	sl_relax [1]	fn_weight [1]	CFD_file [1]	MF_file [1]	lambda_rl [deg]	
1	100	5	100000000	0.0100	10	1.0000e-04	1.0000e-03	1.0000e-03	PP	1	1				0
2	100	5	100000000	0.0100	10	1.0000e-04	1.0000e-03	1.0000e-03	PP	1	1				0
3	100	5	100000000	0.0100	10	1.0000e-04	1.0000e-03	1.0000e-03	PP	1	1				0
4	100	5	100000000	0.0100	10	1.0000e-04	1.0000e-03	1.0000e-03	PP	1	1				0
5	100	5	100000000	0.0100	10	1.0000e-04	1.0000e-03	1.0000e-03	PP	1	1				0
6	100	5	100000000	0.0100	10	1.0000e-04	1.0000e-03	1.0000e-03	PP	1	1				0
7	100	5	100000000	0.0100	10	1.0000e-04	1.0000e-03	1.0000e-03	PP	1	1				0
8	100	5	100000000	0.0100	10	1.0000e-04	1.0000e-03	1.0000e-03	PP	1	1				0
9	100	5	100000000	0.0100	10	1.0000e-04	1.0000e-03	1.0000e-03	PP	1	1				0
10	100	5	100000000	0.0100	10	1.0000e-04	1.0000e-03	1.0000e-03	PP	1	1				0
11	100	5	100000000	0.0100	10	1.0000e-04	1.0000e-03	1.0000e-03	PP	1	1				0

Run Calculation & Post-Processing

Obr. 17: STF – Testovací uživatelské rozhraní

3.4.1 Nastavení tlaku v rovině 3

Účelem je najít hodnotu tlaku na středním poloměru na rovině 3 p_{3mid} takovou, aby byla splněna podmínka shodného průtoku všemi rovinami.

V prvních několika iteracích zůstává nastavena hodnota tlaku z inicializace. To je z toho důvodu, aby se vyvinulo nerovnoměrné rozložení proudových veličin po výšce výpočetních rovin, zpravidla bývá dostatečných 5 iterací.

V následující iteraci se odhadne změna tlaku Δp_3 , taková aby bylo dosaženo cílové průtočné množství \dot{m}_{target} , které se určí v každé iteraci jako průměr z vypočteného průtoku rovinou 3 a 5, tedy

$$\dot{m}_{target} = \frac{\dot{m}_3 + \dot{m}_5}{2}. \quad (3.1)$$

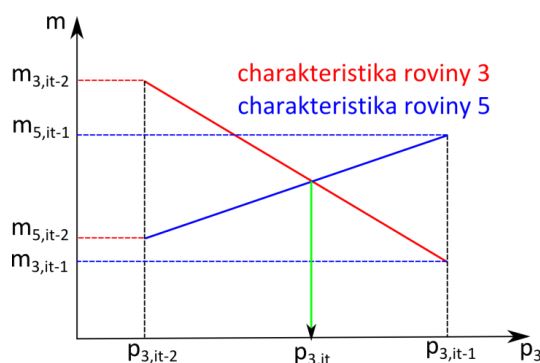
Potřebná změna tlaku Δp_3 se odhadne pomocí vztahu

$$\Delta p_3 = \frac{c_{3,mid}^2}{2v_{3,mid}} \left[1 - \left(\frac{m_{target}}{m_3} \right)^2 \right], \quad (3.2)$$

kteřý byl odvozen na základě 1D nestačitého proudění. Veličina $c_{3,mid}$ je rychlost v rovině 3 na středním poloměru a $v_{3,mid}$ je měrný objem v rovině 3 na středním poloměru. Takto získaná hodnota je kontrolována, aby nepřekročila maximální povolenou změnu tlaku v rámci jedné iterace Δp_{max} , která je určena jako

$$\Delta p_{max} = \varepsilon(p_{1,mid} - p_{5,mid}), \quad (3.3)$$

kde $p_{1,mid}$ je hodnota tlaku na středním poloměru na rovině 1, $p_{5,mid}$ je hodnota tlaku na středním poloměru na rovině 5 a ε je uživatelsky zadaná konstanta, zpravidla $\varepsilon = 0.05$. V dalších iteracích je využito historie průtoků z předchozích iterací. Jsou sledovány hodnoty průtoků výpočetními rovinami 3 a 5 m_3 a m_5 v posledních dvou iteracích v závislosti na tlaku na středním poloměru roviny 3 $p_{3,mid}$. Uvažuje se lineární průběh těchto charakteristik, hledaná hodnota je v jejich průsečíku, jak je naznačeno na Obr. 18.

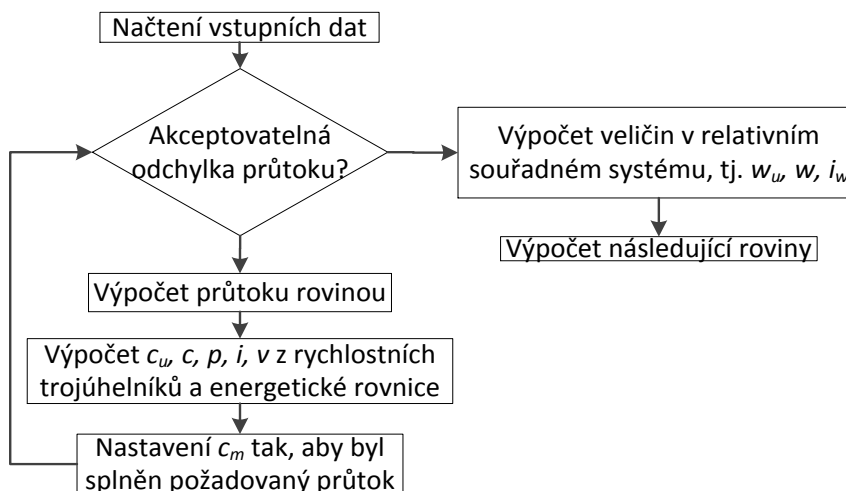


Obr. 18: STF - určení tlaku p_3

3.4.2 Výpočet jednotlivých rovin

3.4.2.1 Výpočet vstupní roviny

Na Obr. 19 je zobrazen vývojový diagram výpočtu vstupní roviny (rovina 1).



Obr. 19: STF - Výpočet vstupní roviny

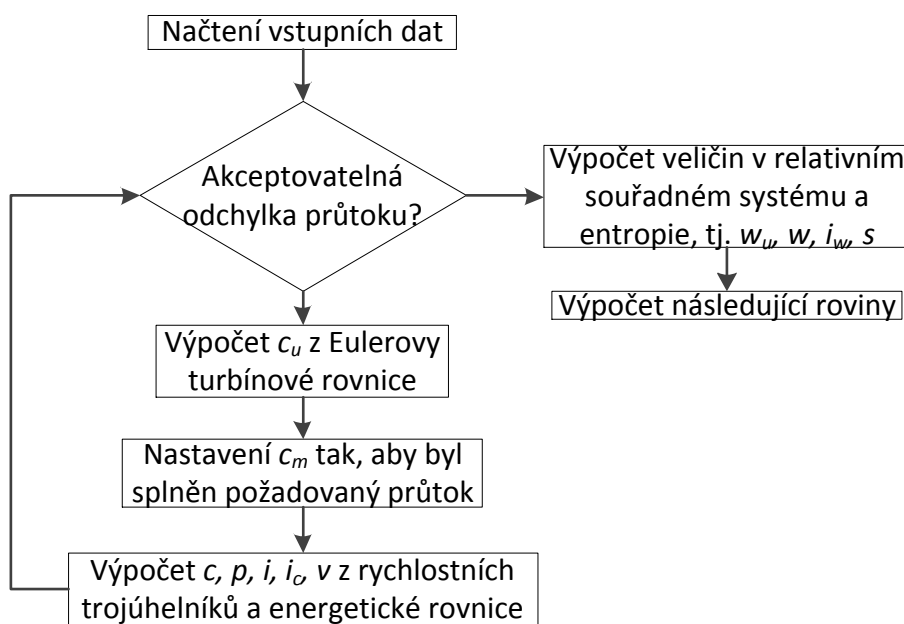
Principem výpočtu je hledání statického stavu média při zachování celkového stavu a požadovaného průtoku.

Hodnota průtoku v první iteraci je totožná s inicializační hodnotou, v dalších iteracích je předepisována procedurou pro výpočet tlaku na středním poloměru roviny 3 na hodnotu m_{target} definovanou rovnicí (3.1).

Po načtení vstupních dat je vypočten průtok rovinou a z rychlostních trojúhelníků a energetické rovnce jsou stanoveny rychlosti a statické stavové parametry. Poté je upravena meridionální rychlost c_m tak, aby se v další iteraci snížila odchylka průtoku vypočteného od požadovaného. To se opakuje, dokud tato odchylka není menší než dovolená. Poté jsou určeny veličiny v relativním souřadném systému a program pokračuje výpočtem následující roviny.

3.4.2.2 Výpočet roviny difuzoru

Na Obr. 20 je zobrazen vývojový diagram výpočtu rovin difuzoru (roviny 2, 4, 6).



Obr. 20: STF - Výpočet roviny difuzoru

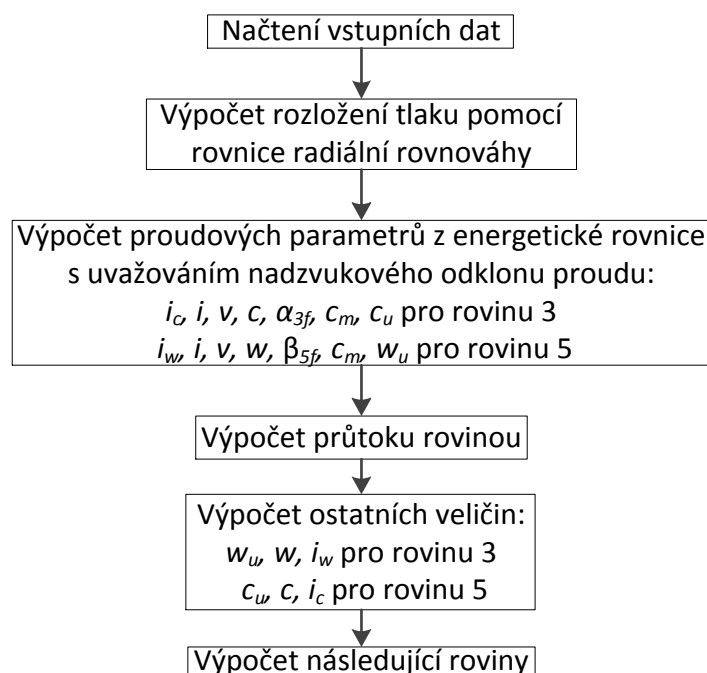
Princip výpočtu je takový, že je nejprve pomocí Eulerovy turbínové věty určena obvodová složka rychlosti c_u . V úseku mezi výpočetní rovinou a předchozí rovinou se nekoná práce, proto můžeme na základě rovnice (2.16) psát

$$rc_u = konst. \quad (3.4)$$

Dále je odhadnuta hodnota meridionální rychlosti c_m tak, aby mezi proudnicemi protékal stejný průtok jako v předchozí rovině. Poté jsou určeny pomocí rychlostních trojúhelníků a energetické rovnice hodnoty absolutní rychlosti c , celkové entalpie i_c a statických stavových parametrů p, i, v . Tento postup je opakován, dokud není dodržen průtok z předchozí roviny. Poté jsou dopočteny veličiny v relativním souřadném systému a následuje výpočet další roviny, nejedná-li se o rovinu 6.

3.4.2.3 Výpočet výstupů z lopatkových řad

Na Obr. 21 je zobrazen vývojový diagram výpočtu výstupních rovin lopatkových řad (roviny 3 a 5).



Obr. 21: STF - Výpočet výstupu z lopatkové řady

Výpočet výstupní roviny z lopatkových řad je obdobný pro rozváděcí lopatky (rovina 3) a oběžné (rovina 5). Nejprve je integrací rovnice radiální rovnováhy (2.27) určeno rozložení tlaku po výšce výpočetní roviny a je předepsána hodnota tlaku na středním poloměru. V případě roviny 3 je určena procedurou dle bodu 4 na Obr. 16. V případě roviny 5 je určena přímo ze zadání výpočtu.

Poté jsou pomocí energetické rovnice určeny další parametry proudu (entalpie, rychlosti, apod.). V případě nadzvukového proudění je aplikována rovnice pro nadzvukový odklon proudu (2.41).

Rozdíl mezi výpočty roviny 3 a 5 je v tom, že pro rovinu 3 (odtokové hrany rozváděcích lopatek) je aplikována energetická rovnice ve formě absolutních celkových stavů dle vztahu (2.19), pro rovinu 5 (odtokové hrany oběžných lopatek) je použita rovnice ve formě relativních celkových stavů dle vztahu (2.20).

Poté je vypočten průtok výpočetní rovinou dle vztahu (2.14) a dopočteny další veličiny. Program poté pokračuje výpočtem následující roviny.

3.4.3 Určení parametrů proudnic

Výpočetní program předpokládá určitý tvar proudnic. Na základě toho jsou určovány některé důležité parametry pro výpočet. Jedná se o sklon tečny k proudnici, která odpovídá meridionálnímu úhlu proudu μ a poloměr křivosti proudnic r_c .

Křivka proudnice je definována funkcí $r(x)$. Úhel μ je určen poté pomocí první derivace jako

$$\mu = \arctan \left(\frac{dr}{dx} \right). \quad (3.5)$$

Poloměr křivosti je určen pomocí první a druhé derivace vztahem

$$r_c = \frac{\left[1 + \left(\frac{dr}{dx}\right)^2\right]^{3/2}}{\frac{d^2r}{dx^2}}. \quad (3.6)$$

Poloha proudnic je upravována v každé iteraci tak, aby mezi sousedními proudnicemi protékalo vždy stejné průtočné množství pracovního média.

Je možno volit mezi dvěma modely proudnic, které určují jejich tvar. První model aproximuje tvar proudnice pomocí kubické spline. Druhý model aproximuje tvar proudnice parabolou určenou třemi body, tzn. řešeným bodem a body z předcházející a následující výpočetní roviny.

Jako výchozí je nastavena aproximace pomocí paraboly. Tato aproximace byla zvolena, jelikož kubická spline je náchylná k prokmitávání a v důsledku toho může pro některé geometrické konfigurace zkreslovat řešení. Parabolická aproximace na toto není tolik náchylná. Porovnání s CFD výpočty na řadě testovacích případů ukázalo, že tato aproximace dává lepší výsledky.

3.4.4 Výpočet stabilizačních kritérií

Stabilizační kritéria jsou kritéria, na základě jejichž hodnoty algoritmus rozhoduje o ukončení výpočtu.

Stabilizační kritérium k pro veličinu y je definováno vztahem

$$k = \sqrt{y_{sq,max} - y_{sq,avg}}, \quad (3.7)$$

kde veličiny $y_{sq,max}$ a $y_{sq,avg}$ jsou definovány vztahy

$$y_{sq,max} = \max\left(\frac{y_v^2}{N}\right), \quad (3.8)$$

$$y_{sq,avg} = \overline{\left(\frac{y_v^2}{N}\right)}, \quad (3.9)$$

kde veličina y_v je výběr hodnot sledované veličiny y za posledních N iterací. Pokud se hodnota sledované veličiny y za posledních N iterací nebude měnit, tak se $k \rightarrow 0$.

Jsou sledována stabilizační kritéria pro několik veličin y . Jedná se o

- Normované difference průtoku mezi rovinami 3 a 5 δ_m definované jako

$$\delta_m = \frac{\dot{m}_3 - \overline{\dot{m}_{3,5}}}{\overline{\dot{m}_{3,5}}}, \quad (3.10)$$

kde \dot{m}_3 je průtok rovinou 3 a $\overline{\dot{m}_{3,5}}$ je průměrný průtok rovinami 3 a 5.

- Normované difference tlaku δ_p na středním poloměru na rovině 3 definované jako

$$\delta_p = \frac{p_{3,mid} - p_{5,mid}}{p_{1,mid} - p_{5,mid}}, \quad (3.11)$$

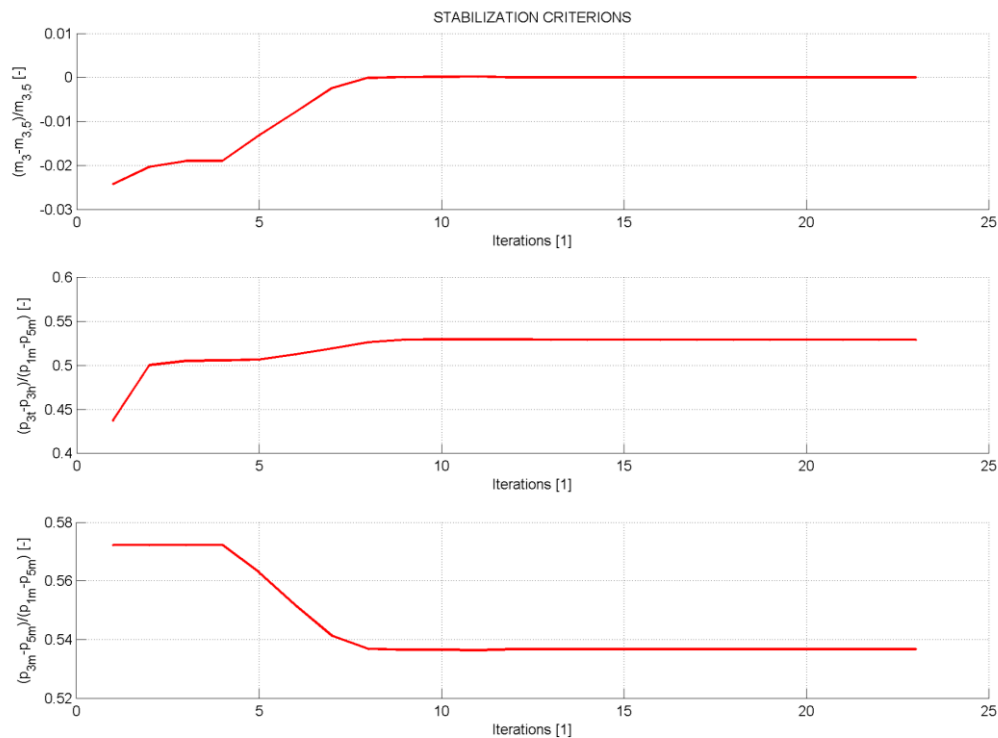
kde $p_{1,mid}$, $p_{3,mid}$ a $p_{5,mid}$ jsou hodnoty tlaku na středním poloměru v rovinách 1, 3 a 5.

- Normovanou změnu rozložení tlaku na rovině 3 mezi patou a špičkou δ_{pd} definované jako

$$\delta_{pd} = \frac{p_{3,tip} - p_{3,hub}}{p_{1,mid} - p_{5,mid}}. \quad (3.12)$$

kde $p_{1,mid}$ a $p_{5,mid}$ jsou hodnoty tlaku na středním poloměru v rovinách 1 a 5, $p_{3,tip}$ a $p_{3,hub}$ jsou hodnoty tlaku na špičkovém a patním poloměru v rovině 3.

Zpravidla se během výpočtu sledované veličiny poměrně rychle ustalují, jak je vidět na Obr. 22, kde jsou vykreslena výše jmenovaná kritéria v pořadí δ_m , δ_p , δ_{pd} .



Obr. 22: STF - stabilizační kritéria

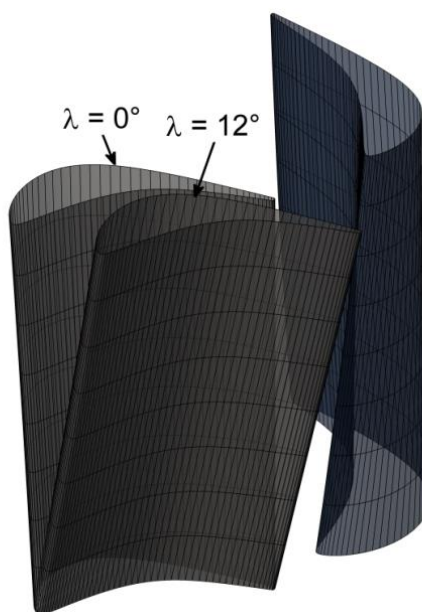
3.5 Příklady výpočtů

Během vývoje nového proudového výpočtu (STF) byla provedena řada testovacích výpočtů a porovnání s výsledky původního proudového výpočtu (TTF) a CFD. V této kapitole jsou uvedeny některé příklady. Jako příklady byly vybrány tři různé stupně, první z vysokotlakého dílu, druhý ze středotlakého dílu a třetí z nízkotlakého dílu parních turbín s rostoucím poměrem délky oběžné lopatky k patnímu průměru L/D_{hub} . Přehled těchto stupňů spolu s celkovým tlakem a entalpií na vstupu je uveden v Tab. 1.

Označení	L/D_{hub} [-]	Díl	p_{1c} [bar]	i_{1c} [kJ/kg]
Stupeň A	0.05	Vysokotlaký	65.9	3291.4
Stupeň B	0.18	Středotlaký	0.49	2387.2
Stupeň C	0.32	Nízkotlaký	0.45	2564.4

Tab. 1: STF – testovací stupně

Výpočty pomocí programu TTF byly provedeny s uvažováním konstantního rozložení účinností mříží po výšce lopatek (η_{23}, η_{45}), jejichž hodnota byla stanovena na základě interního ztrátového modelu. Stejně předpoklady byly převzaty i pro výpočty pomocí STF. Vstupní okrajové podmínky pro STF byly převzaty z výsledků TTF předchozího stupně. U stupně A byla provedena navíc analýza vlivu obvodového náklonu rozváděcích lopatek, u ostatních stupňů nebyl náklon aplikován. Na Obr. 23 je zobrazena 3D geometrie lopatek stupně A bez uvažování náklonu rozváděcích lopatek ($\lambda = 0^\circ$) a s uvažováním náklonu $\lambda = 12^\circ$.



Obr. 23: STF - Stupeň A - náklon rozváděcích lopatek

V Tab. 2 je uvedeno porovnání vypočtených průtoků pro jednotlivé stupně. Rozložení reakce ρ , relativního vstupního úhlu do oběžných lopatek β_4 a absolutního výstupního úhlu z oběžných lopatek v závislosti na relativní vzdálenosti od paty lopatek Z/L jsou pro jednotlivé geometrické varianty uvedeny na Obr. 25 až Obr. 28.

Z porovnání průtoků v Tab. 2 vyplývá, že největší odchylka průtoku je dosažena u stupně B v případě výpočtu programem TTF a to 2.3%. Odchylky dosažené programem STF a TTF jsou

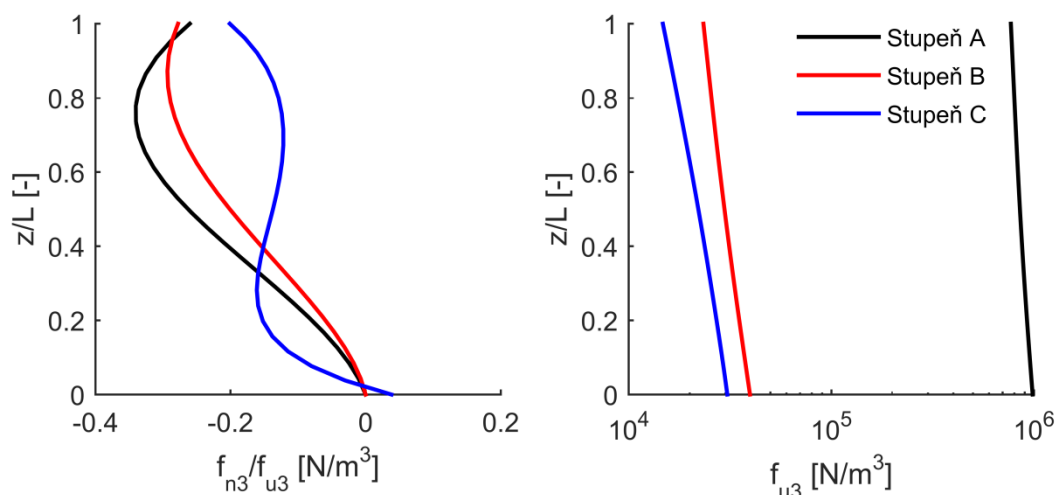
srovnatelné, u STF jsou spíše mírně nižší. V STF a TTF byly uvažovány hodnoty výstupních úhlů dle sinového pravidla (2.1), byly použity účinnosti ze ztrátového modelu lišících se od výsledků CFD a nebyly použity žádné další korelace na CFD výsledky. Z tohoto pohledu lze odchylky vůči CFD výsledkům považovat za přijatelné.

Výsledky radiálního rozložení veličin u stupně A ($L/D_{hub} = 0.05$) na Obr. 25 ukazují, že výsledky programu STF jsou prakticky shodné s výsledky programu TTF. Odchylky vůči CFD výsledkům jsou také relativně malé. Jsou patrné odchylky u vstupního úhlu do oběžných lopatek β_4 způsobené zvýšením ztrát u stěn zachyceným pomocí CFD výpočtu. Obdobně jsou patrné odchylky u výstupního úhlu z oběžných lopatek α_5 , kde zasahuje ovlivnění vlivem stěn hlouběji do středu kanálu. U relativně krátkých přetlakových stupňů vysokotlakých dílů, jako je tento, bývají odchylky proudového výpočtu a CFD zpravidla relativně malé i bez nutnosti přílišných korelací jsou výsledky proudových výpočtů použitelné i pro konečný návrh.

Zajímavé jsou také výsledky aplikace obvodového náklonu u stupně A ($L/D_{hub} = 0.05$) na Obr. 26. Je vidět poměr výrazný vliv náklonu rozváděcích lopatek na radiální rozložení proudových veličin. Také je vidět, že s rostoucím úhlem náklonu roste odchylka výsledků STF vůči CFD. To je dáno tím, že se mění 3D charakter proudění, který není možné jednoduchým modelem implementovaným v STF plně postihnout. Se změnou 3D charakteru proudění je v CFD znatelné postupné zvyšování hodnoty průtoku s rostoucím úhlem náklonu, které není v STF postihnuto, viz Tab. 2. Přesto všechno je vidět, že model náklonu implementovaný v STF může být přínosný pro předběžný odhad vlivu změny náklonu na radiální rozložení proudových veličin.

U stupňů B ($L/D_{hub} = 0.18$) a C ($L/D_{hub} = 0.32$) jsou již znatelné výraznější rozdíly mezi jednotlivými metodami. Jsou znatelné zejména v rozložení reakce stupně ρ a výstupního úhlu z oběžných lopatek α_5 , kde je lepšími výsledky vůči CFD dosaženo pomocí programu STF. Odchylky jsou větší u stupně C, kde je větší hodnota poměru L/D_{hub} . To přímo souvisí s faktem, že v programu TTF je pro zvýšení stability zaveden faktor útlumu vlivu zakřivení proudnic, který se aplikuje standardně pro $L/D_{hub} > 0.15$. Takovýto faktor není potřeba v STF aplikovat a dosahuje tím lepších výsledků u delších stupňů.

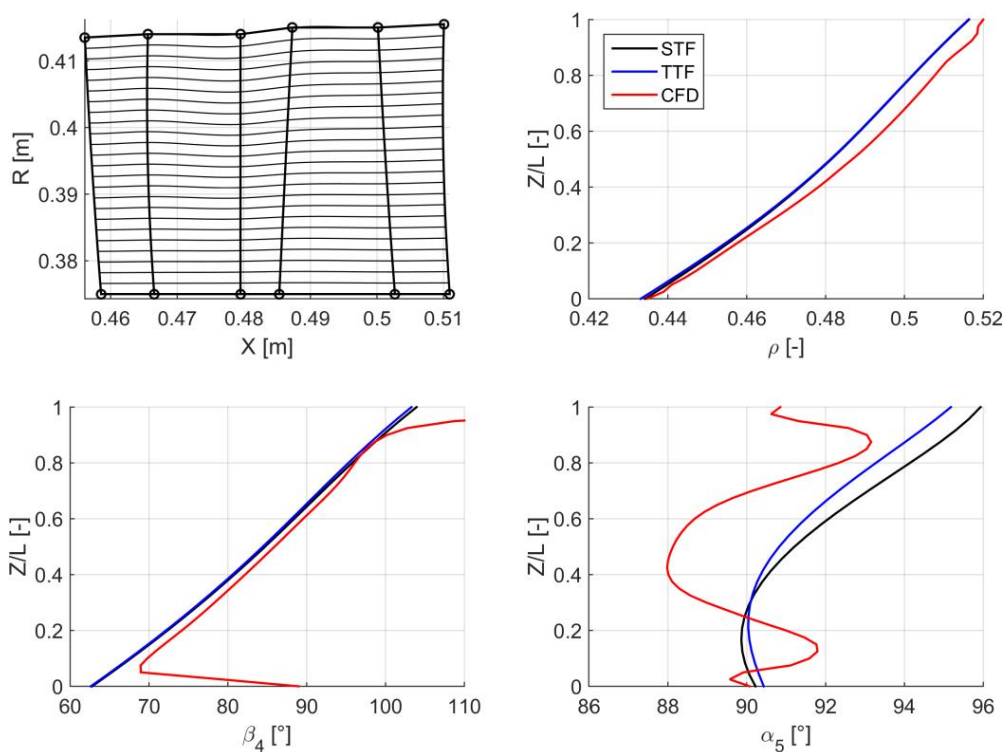
Pro zajímavost jsou na Obr. 24 porovnány silové poměry v rovnici radiální rovnováhy (2.27) v rovině 3 pro jednotlivé stupně. Je vidět, že poměr sil normálové síly v meridionální rovině dané zakřivením proudnic k síle dané dostředivým zrychlením f_{n3}/f_{u3} je obdobný u všech stupňů, ale absolutní hodnoty těchto sil se řádově liší. To je dáno tím, že jsou přímo úměrné hustotě páry, která výrazně klesá s tlakem.



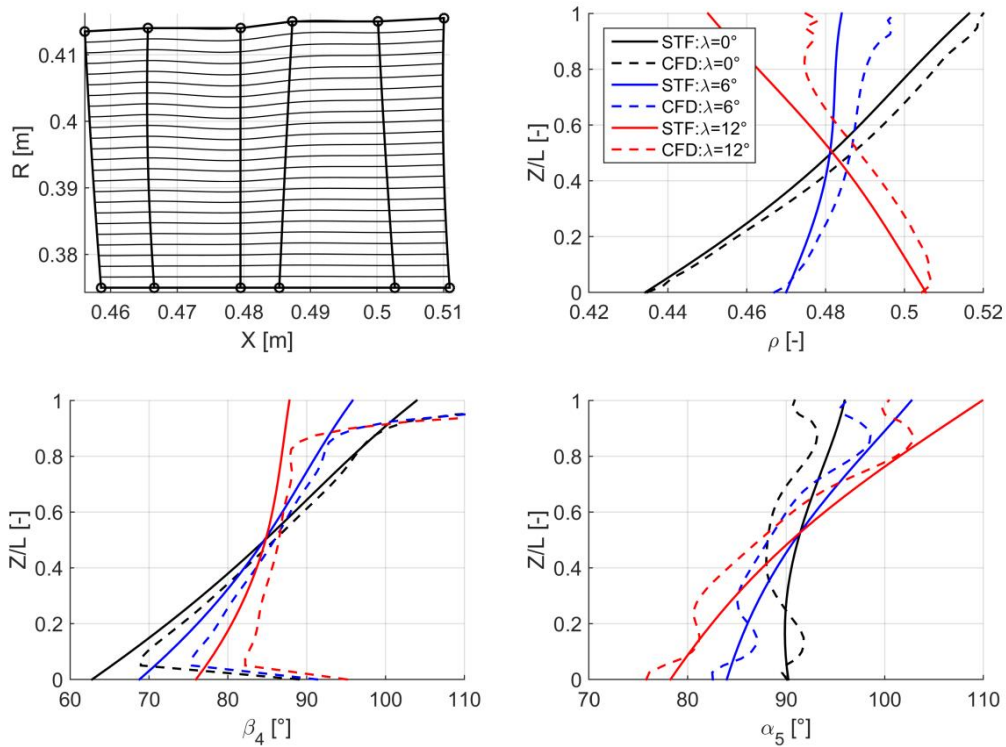
Obr. 24: STF – Porovnání objemových sil pro jednotlivé stupně

Stupeň	Varianta	Metoda	Průtok [kg/s]	Odchylka průtoku vůči CFD [-]
A	bez náklonu	TTF	64.43	1.18%
		STF	64.34	1.04%
		CFD	63.68	0.00%
	náklon 6°	STF	64.37	0.81%
		CFD	63.85	0.00%
	náklon 12°	STF	64.35	0.14%
CFD		64.26	0.00%	
B	-	TTF	26.95	2.32%
		STF	26.80	1.75%
		CFD	26.34	0.00%
C	-	TTF	73.51	1.23%
		STF	73.24	0.86%
		CFD	72.62	0.00%

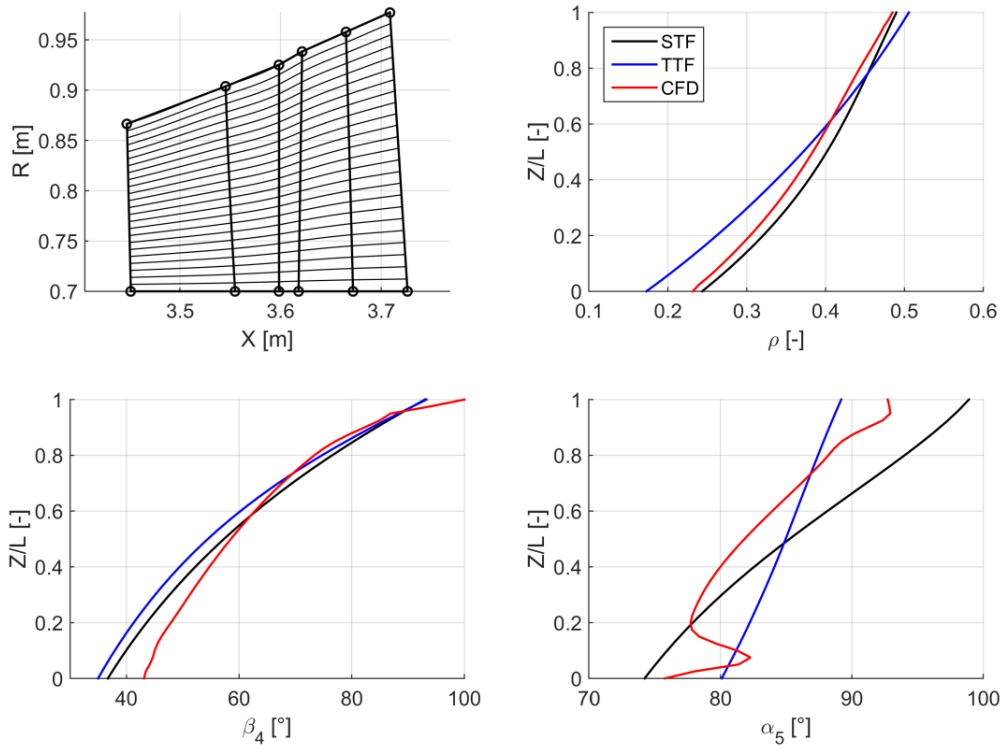
Tab. 2: STF - porovnání průtoků



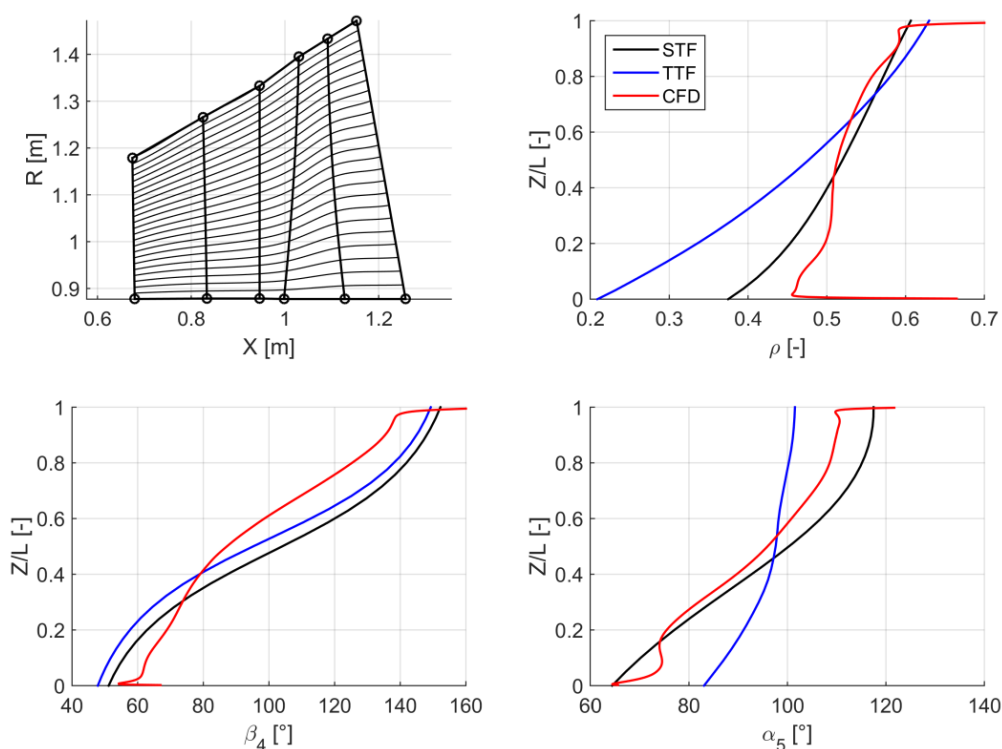
Obr. 25: Výsledky STF analýz stupně A bez náklonu rozváděcích lopatek



Obr. 26: Výsledky STF analýz stupně A s náklonem rozváděcích lopatek



Obr. 27: Výsledky STF analýz stupně B



Obr. 28: Výsledky STF analýz stupně C

3.6 Shrnutí kapitoly

Cílem prací popsaných v této kapitole bylo vytvořit nový proudový výpočet (STF), který by mohl v budoucnu nahradit stávající proudový výpočet (TTF), který je nezbytnou součástí 2D návrhového systému umožňujícího tvorbu geometrie turbínových stupňů.

Byl vytvořen výpočetní kód, jehož hlavní výhodou je podstatné zjednodušení algoritmu a zvýšení jeho přehlednosti, což výrazně snižuje nároky na jeho správu a další rozvoj. Stávající kód je vytvořen ve starší verzi programovacího jazyka Fortran, což vede k nutnosti použití poměrně složitých programových konstrukcí. Na druhou stranu nový kód byl vytvořen v systému Matlab, který je pro svou jednoduchost zápisu, množství implementovaných knihoven, snadnou práci s číselnými poli výhodný pro rychlé vytvoření a odladění funkčního algoritmu. Nevýhodou je jako u všech interpretovaných jazyků jeho rychlost, která se ukazuje i přesto jako dostatečná. Lze ji dle potřeby zvýšit převedením kódu do některého z pokročilejších výpočetních jazyků (např. C#).

Porovnání s výsledky stávajícího proudového výpočtu vůči CFD ukazují, že nový proudový výpočet je více nežli rovnocennou náhradou. Pro výpočty relativně krátkých stupňů typických pro vysokotlaké díly parních turbín je dosahováno prakticky shodné kvality se stávajícím proudovým výpočtem. Pro delší stupně typické pro středotlaké a nízkotlaké díly parních turbín má nový proudový výpočet potenciál dosahovat přesnějších výsledků. Tyto stupně jsou v praxi navrhovány za podpory kontrolních CFD výpočtů, kde předběžný návrh je proveden pomocí proudových výpočtů. Zvýšením přesnosti proudového výpočtu proto klesají nároky na korekce geometrie po provedení kontrolních CFD výpočtů, což znamená usnadnění návrhu těchto stupňů.

Z těchto důvodů je v současné době implementován nově vytvořený proudový výpočet do nově vyvíjené verze 2D návrhového systému, kde dosahuje dobrých výsledků a jejíž praktické nasazení se očekává v průběhu roku 2018. Další možnosti zdokonalení algoritmu jsou diskutovány v závěru práce v kapitole 8.2.

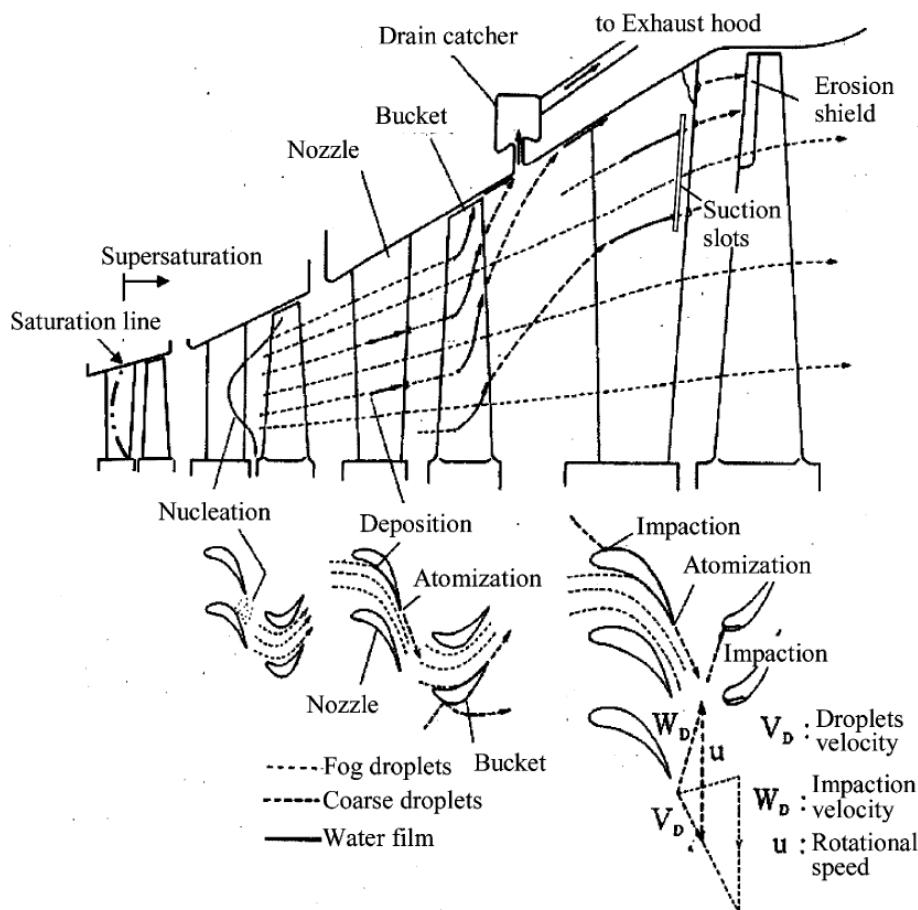
4 Teorie proudění s kondenzací

Tato kapitola otevírá druhou část této práce, která se zabývá prouděním páry s uvažováním kondenzace. Je zde uveden stručný přehled historického vývoje v této problematice a nejdůležitější teorie.

4.1 Tvorba kapalně fáze

Nízkotlaké díly parních turbín jsou provozovány v oblasti mokré páry. Výstupní vlhkost bývá až 12%. To je spojeno s nežádoucími jevy, které ovlivňují provoz a návrh parních turbín. Jedná se především o zhoršení účinnosti, zvýšení nebezpečí koroze vlivem usazování solí a fosfátů a eroze oběžných lopatek vlivem účinku dopadajících vodních kapek.

Princip vzniku a vývoje kapalně fáze v průtočné části nízkotlakého dílu je schematicky zobrazen na Obr. 29.



Obr. 29: Formování vlhkosti v parní turbíně, zdroj [63]

Po přechodu meze sytosti se kapalně fáze nezačíná tvořit ihned, nýbrž s určitým zpožděním. Expanze probíhá velmi rychle, proto nemá pára dostatečný čas k tvorbě kapek. Pára se dostává do stavu termální nerovnováhy, podchlazeného stavu. V oblasti Wilsonovy linie, 3% až 4% rovnovážné vlhkosti, se začínají tvořit v páře vodní kapičky, probíhá tzv. primární nukleace. Při tomto procesu se z vodních kapek uvolňuje latentní teplo do okolní páry. Pára poté přechází do stavu blízkého rovnovážným podmínkám.

Takto vzniklé primární kapičky mají charakter jemné mlhy a dosahují rozměrů řádově $0.1 - 1 \mu m$. Část těchto kapiček se usazuje ve formě vodních filmů na površích rozváděcích lopatek a omezujících stěn. Tyto filmy se rozpadají a vytvářejí výrazně hrubší kapky, tzv. sekundární kapky. Ty dosahují řádově velikosti okolo $20 - 200 \mu m$. Tyto kapky dopadají na náběžné hrany oběžných lopatek a způsobují energetické ztráty a erozi. Sekundární kapky tvoří zpravidla méně než 10% celkové vlhkosti. Část vlhkosti je odváděna z průtočné části pryč pomocí vnitřních separátorů nebo odsáváním vodních filmů štěrbinami v rozváděcích lopatkách.

V případě kondenzace dokonale čisté vody hovoříme o homogenní kondenzaci. Dokonalé čistoty páry nelze v technické praxi dosáhnout. Nečistoty v páře tvoří jádra, na nichž pára kondenzuje, v takovém případě hovoříme o heterogenní kondenzaci. V praxi se uplatňují oba dva mechanismy, kdy část kapek je tvořena procesem homogenní kondenzace a část procesem heterogenní kondenzace. Tyto dva mechanismy se vzájemně ovlivňují.

4.2 Stav vědy

Ztráty vlhkosti

V roce 1912 zveřejnil Baumann [12] práci, která se zabývá stanovením ztrát vlhkosti. Toto pravidlo tvrdí, že za každé procento střední vlhkosti klesá účinnost o jedno procento vzhledem k expanzi přehřáté páry. Později bylo pojmenováno jako Baumannovo pravidlo a v určitých modifikacích se používá dodnes.

Toto pravidlo kvantifikuje ztráty vlhkosti, ale nezabývá se příčinami jejich vzniku. Značný pokrok proto přinesla práce Gyarmathyho [44] a později také Kirillova a Yablonika [64]. Gyarmathy rozdělil celkovou ztrátu vlhkosti do několika složek na termodynamickou ztrátu, ztrátu nárazem, ztrátu třením a ztrátu odstředěním. Tyto teoretické rozborů se staly základem pro pozdější práce dalších autorů. Lze uvést například práce Laaliho [68] nebo Petra a Kolovratníka [88].

Experimentální výzkum

Počátky experimentálního výzkumu kondenzace páry lze datovat na konec 19. století, kdy Helmholtz [51] podal na základě dýzových experimentů důkaz o existenci zpožděné tvorby vlhkosti (Wilsonově zóně). Poměrně značné množství experimentálních výzkumů na dýzách probíhalo v šedesátých a sedmdesátých letech minulého století. Známé jsou zejména práce Gyarmathyho a Meyera [45], Barschdorffa [11], Moora et al. [82] a Mosese a Steina [80]. Experimentální výzkum dvoudimenzionálního proudění v turbínových kaskádách prováděli zejména Bakhtar et al. [7] a [8], White a [116] a v poslední době také Dykas et al. [27]. Výše jmenované výsledky experimentů na dýzách a kaskádách jsou dodnes hojně používané pro validaci numerických kódů. Výsledky měření kapalně fáze na modelových i reálných turbínách z posledních let publikovali například Schatz et al. [92], Kreitmeier et al. [66], Bosdas et al. [17] a Wróblewski et al. [118].

V českých podmínkách probíhal experimentální výzkum kondenzace v dýzách v laboratořích ČVUT. Na konci šedesátých let publikoval svá měření Petr [85]. Další rozsáhlá měření na dýzách probíhaly v rámci studia vlivu heterogenní kondenzace v rámci projektu EPRI (Electric Power Research Institute) a jsou uvedeny ve zprávě [24]. Dále byla provedena řada měření vlhkosti na reálných turbínách, viz např. [65], [52], [54], a experimentální turbíně [53]. Tyto práce ukazují, že český experimentální výzkum proudění mokré páry se dlouhodobě udržuje na světové úrovni.

Teorie nukleace a růstu kapek

Proudění páry s kondenzací se řídí zákony tvorby nových kapek, tzv. nukleace, a jejich následným růstem. Základy pro tvorbu modelů homogenní nukleace, tzn. bez uvažování příměsí v páře, položily práce Volmera a Webera [111], Farkase [29], Beckera a Döringa [13] a Frenkela [30]. Tyto práce se staly základem pro tzv. klasickou nukleační teorii, která se stala dominantní teorií pro výpočty proudění s kondenzací. Později navrhl Kantrowitz [62] její korekci s ohledem na nedokonalý předpoklad shodné teploty kapek a okolní páry. Ta je poměrně často používána. Další korekce lze najít například v práci Bakhtara et al. [9], kteří revidovali klasickou nukleační teorii.

Kapky vzniklé nukleací dále rostou při uvolňování latentního tepla do okolní páry. Velikosti kapek řádově odpovídají střední volné dráze molekul, proces růstu kapek tedy leží v přechodové oblasti mezi prouděním kontinua a molekulárním prouděním. Jeden z prvních modelů růstu kapek uvádí Gyarmathy [44]. Ten vychází z předpokladu proudění kontinua a je korigován v závislosti na Knudsenově čísle. Hill [50] navrhl model na základě kinetické teorie plynů. Young [114] navrhl model vycházející z Gyarmathyho modelu [44]. Gyarmathyho [44] a Youngův model [114] patří k nejčastěji používaným modelům.

Vliv heterogenní kondenzace byl intenzivně zkoumán na přelomu milénia pod hlavičkou EPRI (Electric Power Research Institute), který inicioval výzkumnou aktivitu celosvětového rozměru, viz [24] a [25]. Ačkoliv přinesl tento výzkum řadu cenných nových poznatků, nebyl vliv heterogenní kondenzace jednoznačně vysvětlen. Přesto však vznikly některé CFD výpočetní kódy uvažující vliv heterogenní kondenzace, viz např. práce Šťastného [104], Sürkena [102] a Wróblewského et al. [117]. Tyto kódy přinášejí cennou představu o tomto jevu, jsou však stále obklopeny velkým množstvím nejistot. O kvantifikaci efektu chemické nečistoty NaCl se v nedávné době pokusili Petr a Kolovratník [89]. Ti došli k závěru, že vzhledem ke stavu současného poznání je model homogenní kondenzace dostatečnou aproximací a že pro sestavení prakticky aplikovatelných modelů je potřeba ještě dalšího výzkumu. Zajímavý přehled experimentálních technik a teoretických základů binární homogenní nukleace na pro vybrané parní směsi udávají Maršík et al. [74].

Výpočetní metody

Pravděpodobně první prací zabývající se výpočty proudění s kondenzací je práce Oswatitsche [83], který poprvé zkombinoval rovnice proudění s rovnicemi kondenzace. Metodu pro jednorozměrný výpočet proudění s kondenzací v dýzách navrhli Gyarmathy a Meyer [45].

Jedny z prvních dvoudimenzionálních numerických výpočtů turbínových kaskád provedli Bakhtar a Mohammadi [4], později Moheban a Young [78], Šejna [103] a další. Implementaci teorie kondenzace do proudového výpočtu provedli Yeoh a Young [112] a [113], kteří rozšířili Dentonův kód [21] založený na metodě křivosti proudnic. Zajímavý přístup popisuje Blondel et al. [16], který vytvořil proudový výpočet s uvažováním kondenzace založený na metodě konečných objemů.

V současné době jsou běžné vícestupňové simulace na 3D geometrii parních turbín. Kapalná fáze se modeluje zpravidla přístupem Euler-Euler. Ten je výhodný kvůli své relativně snadné implementaci, rychlosti a snadné paralelizaci. Neumožňuje však určit spektrum kapek, čímž dochází k určité ztrátě přesnosti. Lze například uvést modely Wróblewského a Dykase et al. [117] a [26], Gerbera [36], Miyake et al. [76] a dalších. Další možností jsou modely Euler-Lagrange. U těchto modelů se sleduje tvorba kapek podél jejich trajektorie. Výhodou je, že dokáží modelovat spektrum kapek a jejich vysoká přesnost. Nevýhodami jsou velmi

vysoké výpočetní nároky zejména pro nestacionární výpočty. Alternativou jsou momentové metody založené na práci Hilla [50], kterým může být dosažena vyšší přesnost než u přístupů typu Euler-Euler. Jednotlivé metody modelování kapalně fáze porovnali v nedávné době Hughes et al. [55]. Uvádí, že všechny metody jsou schopné modelovat jednodušší případy s přijatelnou přesností, nicméně pro složitější případy mohou metody typu Euler-Euler již významně zkreslovat řešení.

Proudění páry stejně jako tvorba kapek je nestacionární děj. Průměrováním na rozhraní rozváděcích a oběžných lopatkových řad při stacionárních výpočtech může dojít ke zkreslení řešení. Jednou z možností řešení tohoto problému je použití statistických modelů. Bakhtar [6] shrnuje práce několika autorů zabývajících se řešením tvorby kapalně fáze statistickými modely. Numerické výpočty s uvažováním nestacionárních efektů a jejich porovnání se stacionárním řešením publikovali např. Starzmann et al. [98], Chandler et al. [57], [58], Miyake et al. [76] nebo Hughes et al. [56]. Tyto práce naznačují, že nestacionární jevy mohou mít nezanedbatelný vliv. Vícetupňové nestacionární výpočty jsou však stále výpočetně příliš náročné pro praktické použití.

Vývojem vlastních numerických kódů se v českých podmínkách zabýval Šejna [103], který vytvořil výpočetní kód pro 2D řešení proudění s homogenní kondenzací. Ten byl dále rozšířen o modely heterogenní kondenzace [104]. V současné době se vývojem vlastních výpočetních kódů zabývá Halama [47], který vyvinul kód aplikovaný pro stacionární řešení kaskád ve 2D a 3D prostoru a nestacionární řešení turbínového stupně ve 2D. Dále se zabývá vývojem zjednodušených metod pro simulace kondenzace [48].

4.3 Současné aktivity výrobců parních turbín

V poslední době je znatelný rozmach zájmu výrobců parních turbín o výzkum v oblasti mokré páry. To lze pozorovat na množství článků věnovaných tomuto tématu na konferencích. V nedávné době byly dvě konference věnované speciálně problematice mokré páry. První z nich byla „Baumann Centenary Conference“ pořádaná v roce 2012 v Cambridge, druhou byla „Wet Steam Conference“ pořádaná o čtyři roky později v Praze. Rostoucí zájem je také znatelný na příspěvcích na konferencích ASME Turbo Expo. Na základě rozboru článků zejména z těchto konferencí lze alespoň částečně usuzovat na současné oblasti zájmu významných výrobců parních turbín v této problematice.

Siemens

Siemens úzce spolupracuje s ITSM ve Stuttgartu, kde je umístěna experimentální turbína výroby Siemens. Jedná se o třístupňovou modelovou turbínu v měřítku zhruba 1:4. Je zde prováděn vývoj vlastních experimentálních metod. Pro numerické výpočty je využíván komerční program Ansys CFX. ITSM ve spolupráci s prof. Gerberem přispělo výraznou měrou k vývoji modelu kondenzace implementovaného v Ansys CFX. Výpočty byly prováděny s cílem posouzení energetických ztrát. V poslední době se zaměřují také na posouzení vlivu kondenzace na aeroelasticitu. Zajímavé publikace týkající se tohoto výzkumu jsou např. [36], [40], [92], [32], [99].

GE

V roce 2015 ukončila firma GE akvizici firmy Alstom (divize Power and Grid) [35].

Alstom provozuje pětistupňovou turbínu v měřítku zhruba 1/3. V oblasti numerických simulací spolupracuje s University of Cambridge. Ta používá výpočetní kód, který je rozšířením kódu TBLOCK a umožňuje i nestacionární řešení. Bližší informace lze nalézt např. v pracích [66], [57] a [58].

GE se zabývala vývojem ztrátového modelu pro využití ve vysokotlakých dílech jaderných elektráren [42]. Pro numerické simulace využívají svůj vlastní in-house kód TACOMA [79]. Dále se zabývaly experimentálním výzkumem nukleace v dýzách při vysokém tlaku v podzvukových podmínkách [43], což je z poslední doby poměrně unikátní studie. Výsledky mají využití pro návrh vysokotlakých dílů jaderných elektráren a solárních elektráren (CSP – Concentrated Solar Plant).

Mitsubishi Hitachi Power Systems (MHPS)

Ke spojení společností Mitsubishi a Hitachi došlo v roce 2014 [72]. MHPS se zabývá experimentálním výzkumem na čtyřstupňové experimentální turbíně v měřítku zhruba 1/3. V oblasti experimentálního výzkumu spolupracuje s ETH Zürich. Bylo prezentováno unikátní nestacionární měření proudového pole a sekundárních kapek. Dále spolupracuje s Tohoku University na vývoji numerických metod. Vyvinutý in-house kód umožňuje nestacionární řešení. V poslední době se zaměřují numerické simulace i na vliv proudění mokré páry na silové působení proudu na lopatky. Detailnější informace lze nalézt např. v [76], [77], [17].

Toshiba

Toshiba využívá k výzkumu mokré páry experimentální turbínu. Tato turbína je unikátní v tom, že se jedná o model 1:1. Jedná se o šestistupňový nízkotlaký díl s možností aplikace dvou průtočných částí (s poslední lopatkou délky 35" a 48" pro 60Hz). Výsledky experimentálního výzkumu byly aplikovány při vývoji 1D ztrátového modelu. Numerické simulace byly prováděny pomocí Ansys CFX. Bližší informace lze najít např. v [63], [107] a [108].

Doosan Škoda Power

V poslední době probíhal ve spolupráci s ČVUT poměrně rozsáhlý experimentální výzkum na reálných elektrárnách. Zde byla měřena nejen struktura kapalné fáze [54], ale také účinnost odsávání vlhkosti dutými lopatkami [52]. Výsledky měření se využívají mimo jiné pro validaci numerických modelů [120]. Dále probíhaly měření vlhkosti na experimentální turbíně [53]. Ve spolupráci s MPEI (Moscow Power Engineering Institute) bylo provedeno měření účinnosti odsávání vlhkosti na parní kaskádě [39]. Současný experimentální výzkum navazuje na dřívější měření na elektrárnách, viz např. [65] a [87].

4.4 Motivace

Současný stav vědy ukazuje na značný rozvoj numerických i experimentálních metod v oblasti problematiky proudění mokré páry. Tím je motivován rostoucí zájem výrobců parních turbín o tuto problematiku. Oblastmi jejich zájmu jsou snižování energetických ztrát, ochrana před erozí a studium vlivu mokré páry na vibrace lopatek.

Doosan Škoda Power s.r.o. prokazuje společně se spolupracujícími institucemi jako ČVUT a MPEI světovou úroveň v oblasti experimentálního výzkumu proudění. V oblasti numerických

simulací proudění s kondenzací byly dříve prováděny 2D simulace proudění v dýžích a kaskádách pomocí programu COCHEM Flow. V současnosti jsou 3D CFD výpočty běžnou součástí návrhů parních turbín. Výpočty v oblasti mokré páry se provádí za předpokladu jednofázového proudění s uvažování rovnovážných parametrů páry. Práce ve světě ukazují, že je v současné době možné snížit úroveň zjednodušení aplikací dvoufázových modelů s nerovnovážnou kondenzací páry. Dostupnou možností je model kondenzace implementovaný v komerčním řešiči Ansys CFX.

Hlavním motivem této práce je přispění rozvoje společnosti na poli numerických simulací proudění s kondenzací za použití dostupných metod. Konkrétní cíle této práce jsou shrnutí nejdůležitějších poznatků z teorie, osvojení si postupů výpočtů proudění s kondenzací, stanovení jejich nejistot, stanovení přínosů v porovnání se standardním přístupem a na základě získaných výsledků a osvojených znalostí stanovit výhledy na další vývoj.

Ke splnění těchto cílů slouží následující kapitoly:

- Kapitola 4 shrnuje potřebnou základní teorii. Kapitola 4 popisuje dostupné numerické modely, tj. Cochem Flow a Ansys CFX. Zároveň je zde popsán vlastní analytický kód pro simulaci jednorozměrného proudění v dýžích.
- V kapitole 6 jsou aplikovány tyto kódy na geometriích dýž. Výsledky jsou porovnány s experimentálními daty dostupnými v odborné literatuře, je proveden rozbor termodynamických ztrát vlhkostí, porovnán průběh expanze s uvažováním a bez uvažování kondenzace, je zkoumána možnost aproximace výpočtu s kondenzací jednodušším způsobem, je provedena kalibrace modelu v Ansys CFX.
- V kapitole 7 je použit kód Ansys CFX k 3D simulaci proudění posledními stupni parní turbíny pracující v oblasti mokré páry při různých provozech. Jsou porovnány výsledky standardních výpočtů bez uvažování kondenzace s výpočty uvažující kondenzací. Jsou provedeny citlivostní studie na vybrané úpravy modelu (modelování rozhraní mezi lopatkovými řadami, vliv změny vstupní teploty, vliv kalibrace modelu kondenzace dle experimentů na dýžích, vliv zjednodušení topologie tvorby kapalné fáze). Dále je proveden rozbor vlivu homogenní binární nukleace s NaCl pomocí modelu implementovaném v COCHEM Flow. Jsou sledovány odchylky proudového pole a je proveden rozbor termodynamických ztrát vlhkostí.
- Na základě výše jmenovaných částí jsou v kapitole 8 formulovány závěry a náměty pro další vývoj.

4.5 Podchlazení a přesycení

Při expanzi páry z oblasti přehřáté páry se snižuje její teplota, ta v určitém okamžiku klesne na hodnotu teploty sytosti. Expanze páry je velmi rychlý fyzikální děj a neposkytuje dostatek času na vyrovnání teplot mezi fázemi. Mezi fázemi tak vzniká teplotní rozdíl a pára přechází do nerovnovážného (podchlazeného) stavu.

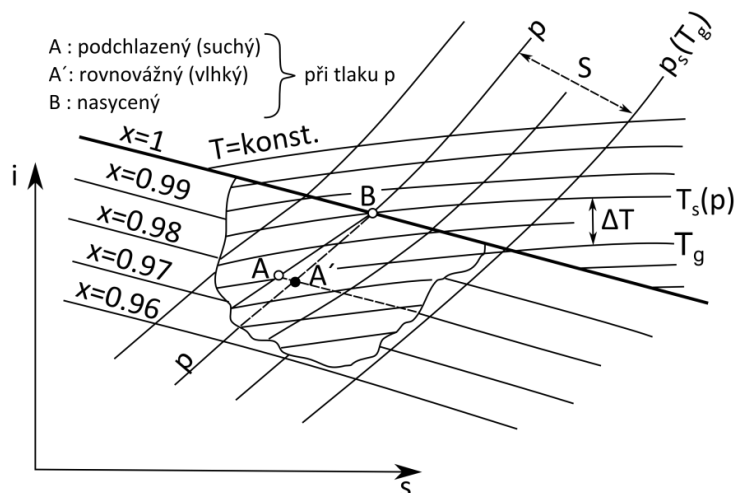
Míru nerovnováhy lze vyjádřit podchlazením ΔT definovaným jako

$$\Delta T = T_s(p) - T_g(p) \quad (4.1)$$

nebo přesycením S definovaným jako

$$S = \frac{p}{p_s(T_g)}, \quad (4.2)$$

kde p je tlak, T_s je teplota sytosti, T_g je teplota páry a p_s je tlak sytosti.
Definice podchlazení ΔT a přesycení S je zobrazena v i - s diagramu na Obr. 30.



Obr. 30: Definice podchlazení a přesycení zdroj, [46] (modifikováno)

Rovnice stavu pro podchlazenou páru je shodná jako pro páru přehřátou. Izobary a izotermy v podchlazené oblasti vzniknou extrapolací z oblasti přehřáté páry. Pro popis lze použít vztahy pro metastabilní oblast dle IAPWS-IF97 nebo aproximaci ideálním plynem s uvažováním Poissonovy konstanty $\kappa = 1.32$.

4.6 Stabilita kapek

Gibbs [37] definoval funkci G , nyní nazývanou jako Gibbsova volná energie, a její změnu dG jako

$$G = U + pV - TS = H - TS, \quad (4.3)$$

$$dG = Vdp - SdT.$$

Platí, že má-li být termodynamický děj udržitelný, tak musí Gibbsova volná energie G klesat. Změna Gibbsovy energie ΔG pro tvorbu sférických kapek se nechá vyjádřit vztahem [102]

$$\Delta G = 4\sigma\pi r^2 - \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_l RT_g \ln(S), \quad (4.4)$$

kde σ je povrchové napětí, r je poloměr kapek, ρ_l je hustota vody, R je specifická plynová konstanta pro páru, T_g je teplota páry a S je přesycení.

Pro lokální maximum této funkce platí

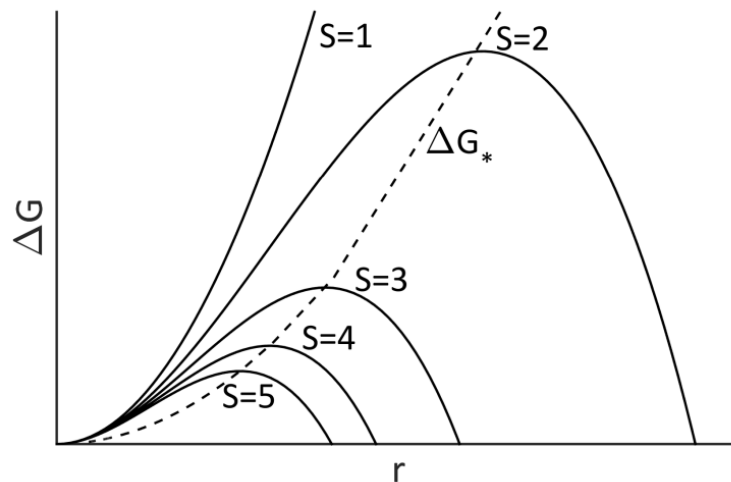
$$\frac{\partial \Delta G}{\partial r} = 0. \quad (4.5)$$

Na základě této podmínky lze určit kritický poloměr kapek r_* a kritickou Gibbsovu volnou energii ΔG_* , pro které platí vztahy

$$r_* = \frac{2\sigma}{\rho_l RT_g \ln(S)}, \quad (4.6)$$

$$\Delta G_* = \frac{4}{3} \pi \sigma r_*^2. \quad (4.7)$$

Kritická Gibbsova energie ΔG_* tvoří energetickou bariéru počátku kondenzace. Je-li tato bariéra překonána, tak se začínají tvořit kapičky kritického poloměru r_* . Vztahy pro Gibbsovu energii ΔG a kritickou Gibbsovu energii (4.4) a (4.7) jsou pro ilustraci vykresleny na Obr. 31.



Obr. 31: Změna Gibbsovy volné energie

4.7 Nukleační rychlost

Nukleační rychlost J je veličina, která vyjadřuje počet nově vzniklých kapek kritického poloměru r_* za jednotku času v jednotkové hmotnosti páry. Na základě klasické nukleační teorie se určí jako [46]

$$J = \underbrace{\sqrt{\frac{2\sigma}{\pi m_m^3} \frac{\rho_g}{\rho_l}}}_K \exp\left(-\frac{4\pi r_*^2 \sigma}{3kT_g}\right), \quad (4.8)$$

kde σ je povrchové napětí, $m_m = 2.99 \cdot 10^{-6} \text{ kg}$ je hmotnost molekuly vody, ρ_g je hustota páry, ρ_l je hustota vody, r_* je kritický poloměr kapek, $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ je Boltzmannova konstanta a T_g je teplota páry.

Nukleační rychlost J se často vztahuje na jednotkový objem páry, což je výhodné při implementaci do numerických řešičů založených na metodě konečných objemů.

Pro možnost kalibrace hodnoty nukleační rychlosti J vůči experimentům se zavádí konstanty k_G a α_k . Konstanta k_G se nazývá korekční faktor Gibbsovy volné energie [104] a konstantu α_k kondenzační koeficient. Při zahrnutí těchto předpokladů přejde vztah (4.8) do tvaru

$$J = \alpha_k \sqrt{\frac{2\sigma}{\pi m_m^3} \frac{\rho_g^2}{\rho_l}} \exp\left(-k_G \frac{4\pi r_*^2 \sigma}{3kT_g}\right). \quad (4.9)$$

Po úpravě lze tento vztah převést do tvaru

$$J = \underbrace{\alpha_k \sqrt{\frac{2}{\pi m_m^3} \frac{1}{\rho_l R^2}}}_A \sqrt{\sigma} \left(\frac{p}{T_g}\right)^2 \exp\left(-\underbrace{\frac{16\pi}{3k\rho_l^2 R^2}}_B \frac{k_G \sigma^3}{T_g^3 (\ln(S))^2}\right). \quad (4.10)$$

Po vyčíslení konstant A a B lze získáme vztah aplikovaný v programu COCHEM Flow [103]

$$J = 7.25 \times 10^{29} \sqrt{\sigma} \left(\frac{p}{T_g}\right)^2 \exp\left(-5.73 \times 10^{12} \frac{k_G \sigma^3}{T_g^3 (\ln(S))^2}\right). \quad (4.11)$$

Kantrowitz [62] navrhl funkci ε , která koriguje klasickou nukleační teorii s ohledem na neizotermickou tvorbu kapek

$$\varepsilon = 2 \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \frac{L}{RT_g} \left(\frac{L}{RT_g} - \frac{1}{2}\right), \quad (4.12)$$

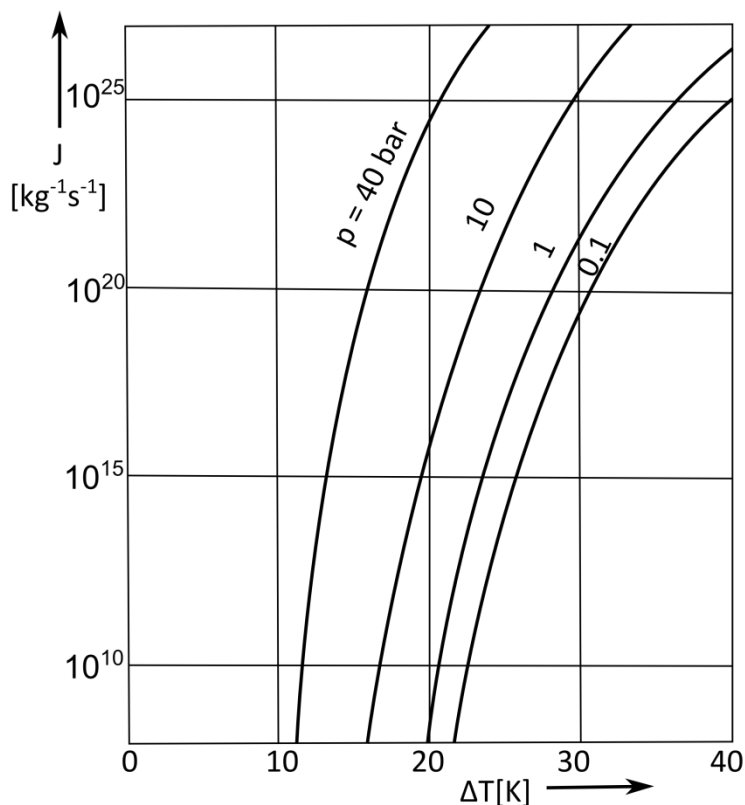
kde κ je Poissonova konstanta, L je latentní teplo, R je specifická plynová konstanta a T_g je teplota páry. Vztah pro nukleační rychlost J (4.9) přejde poté do tvaru

$$J = \frac{\alpha_k}{1 + \varepsilon} \sqrt{\frac{2\sigma}{\pi m_m^3} \frac{\rho_g^2}{\rho_l}} \exp\left(-k_G \frac{4\pi r_*^2 \sigma}{3kT_g}\right). \quad (4.13)$$

Tento vztah je aplikován v programu Ansys CFX (pro $k_G = 1$).

Podrobná revize klasické nukleační teorie a diskuze nad dalšími možnostmi její korekce publikovali Bakhtar et al. [9].

Závislost nukleační rychlosti J dle (4.8) na podchlazení ΔT při různých tlakových hladinách p uvádí Obr. 32. Je vidět, jak nukleační J rychlost rapidně roste v závislosti na podchlazení ΔT . Zároveň při různých tlakových hladinách odpovídá určité hodnotě nukleační rychlosti J různá hodnota podchlazení ΔT . Charakter nukleace bude proto rozdílný dle tlaku, bude jiný v nízkotlakých dílech a vysokotlakých dílech turbín na sytou páru.



Obr. 32: Nukleační rychlost, zdroj [46] (modifikováno)

Nukleační rychlost je velmi citlivá na hodnoty povrchového napětí. Vzhledem k tomu, že ve vztahu pro kritický poloměr r_* (4.6) vystupuje povrchové napětí σ v první mocnině, tak je nukleační rychlost J (4.8) úměrná třetí mocnině povrchového napětí σ v exponentu výrazu pro nukleační rychlost J , tedy

$$J \sim \exp(\sigma^3). \quad (4.14)$$

Povrchové napětí σ se mění s poloměrem kapek r , nicméně doposud nebyla nalezena shoda mezi jednotlivými teoriemi [9]. Zpravidla se proto používá hodnota povrchového napětí vody.

4.8 Rychlost růstu kapek

Nukleací vzniknou kapky kritického poloměru r_* . Ty dále rostou kondenzací páry na jejich površích.

Poloměr kapek r je srovnatelný se střední volnou dráhou molekul \bar{l} . Režim proudění lze posoudit na základě Knudsenova čísla Kn , které je definováno jako

$$Kn = \frac{\bar{l}}{2r}, \quad (4.15)$$

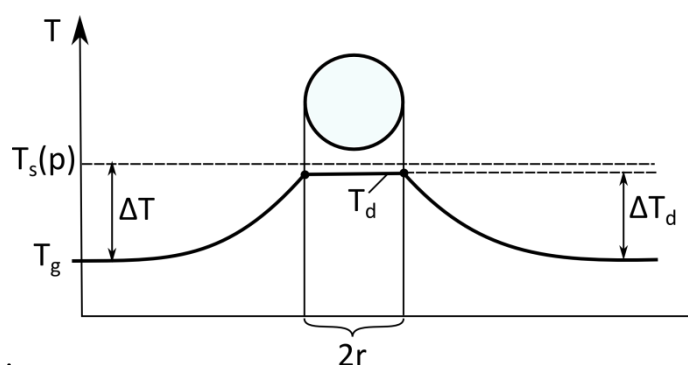
kde pro střední volnou dráhu molekul platí vztah [44]

$$\bar{l} = \frac{1.5\mu\sqrt{RT_g}}{p}, \quad (4.16)$$

kde μ je dynamická viskozita páry, p je tlak, R je specifická plynová konstanta a T_g je teplota páry.

Pro Knudsenova čísla menší než $Kn \approx 0.01$ lze považovat proudění jako proudění kontinua. Pro Knudsenova čísla větší než $Kn \approx 4.5$ převažuje molekulární charakter proudění. Mezi těmito limity je tzv. přechodový režim, do kterého spadá většina kapek, zejména vzniklých při nízkých tlacích. To komplikuje odvození vztahů pro rychlost růstu kapek.

Gyarmathy [44] odvodil vztah pro rychlost růstu kapek, který vycházel z předpokladu proudění kontinua a tepelné bilance mezi kapkami a okolí parou. Průběh teplot v okolí a uvnitř kapky je zobrazen na Obr. 33.



Obr. 33: Průběh teplot v okolí a uvnitř kapky dle Gyarmathyho, zdroj [46] (modifikováno)

Teplu dQ uvolněné z kapky o poloměru r do okolní páry za čas dt lze vyjádřit vztahem

$$\frac{dQ}{dt} = L4\pi\rho_l r^2 \frac{dr}{dt}, \quad (4.17)$$

kde ρ_l je hustota vody a L je latentní teplo. Toto teplo se musí rovnat teplu, které přejde tepelnou konvekcí z povrchu kapky do okolní páry a pro něj platí vztah

$$\frac{dQ}{dt} = \alpha_d 4\pi r^2 \Delta T_d, \quad (4.18)$$

kde α_d je součinitel přestupu tepla mezi kapkou a okolní párou a ΔT_d je efektivní podchlazení definované [44] jako

$$\Delta T_d = T_d - T_g = \Delta T \left(1 - \frac{r_*}{r}\right). \quad (4.19)$$

Koeficient přestupu tepla α_d je dle Gyarmathyho [44]

$$\alpha_d = \frac{\lambda}{r + 1.59\bar{l}} = \frac{\lambda}{r(1 + 3.18Kn)}, \quad (4.20)$$

kde λ je součinitel vedení tepla. Kombinací vztahů (4.17) až (4.20) získáme vztah pro rychlost růstu kapek dr/dt dle Gyarmathyho [44]

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\lambda \Delta T \left(1 - \frac{r_*}{r}\right)}{\rho_l L r (1 + 3.18 Kn)} \quad (4.21)$$

Dalším rozšířeným modelem rychlosti růstu kapek je model dle Younga [114], který modifikoval Gyarmathyho model do tvaru

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\lambda \Delta T \left(1 - \frac{r_*}{r}\right)}{\rho_l L r \left(\frac{1}{1 + 2\beta Kn} + 3.78(1 - \nu) \frac{Kn}{Pr}\right)}, \quad (4.22)$$

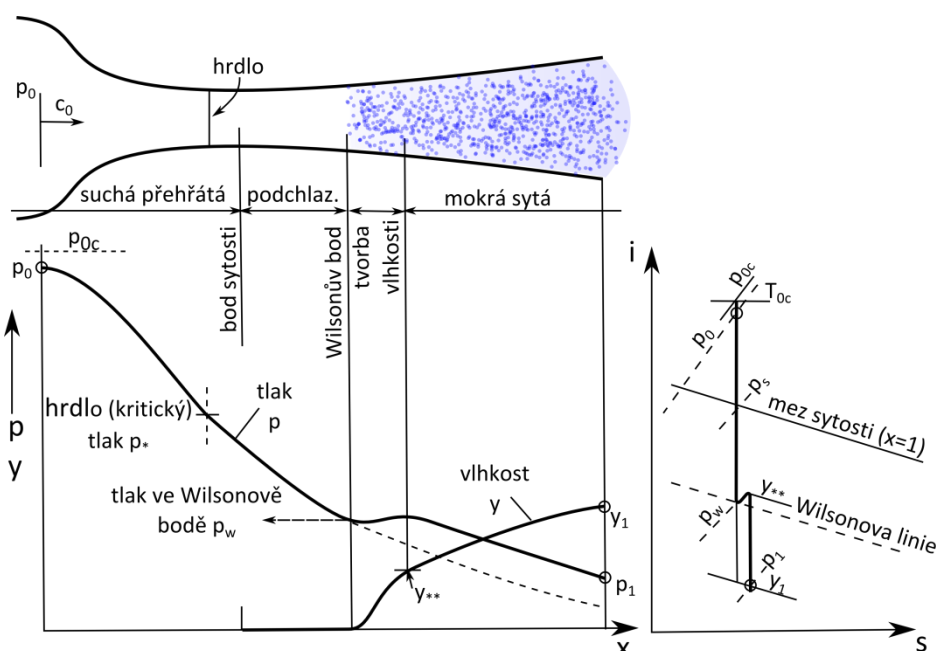
kde Pr je Prandtlovo číslo a parametr ν se vyjádří rovnicí

$$\nu = \frac{RT_s}{L} \left(\alpha - 0.5 - \frac{2 - \alpha_k}{2\alpha_k} \left(\frac{\kappa + 1}{2\kappa} \right) \left(\frac{c_p T_s}{L} \right) \right). \quad (4.23)$$

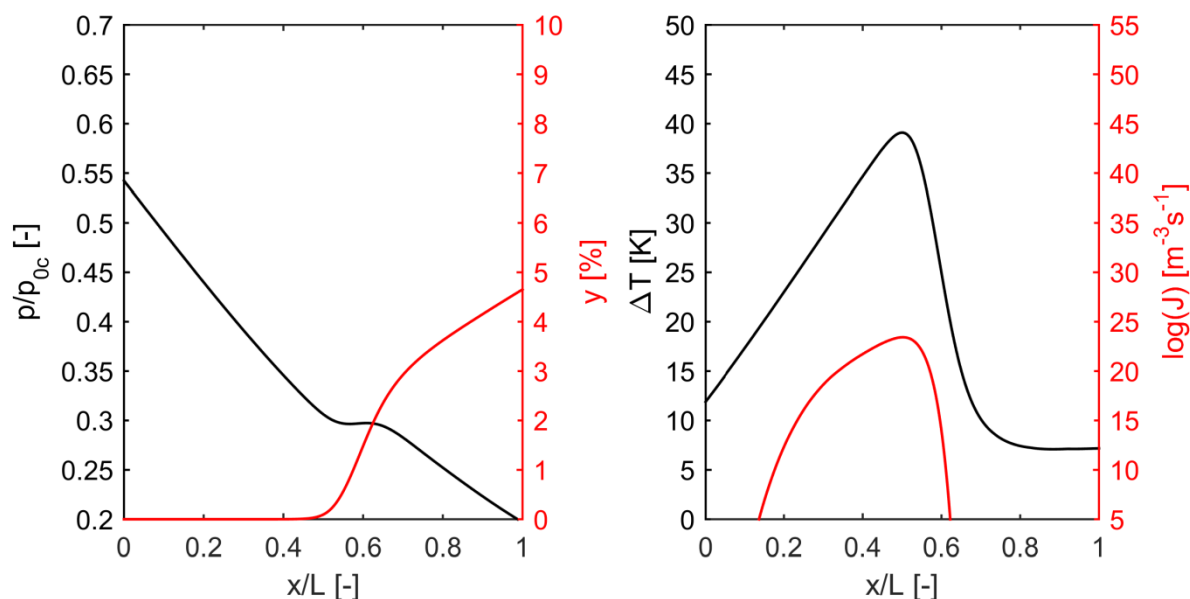
Kondenzační koeficient α_k v rovnici (4.23) je se zpravidla volí jednotkový. Parametry β v rovnici (4.22) a α v rovnici (4.23) jsou volné parametry. Pomocí parametru β lze nastavit oblast okolo kapky, kde platí přenos hmoty molekulárním prouděním. Tato oblast je vymezena intervalem poloměrů ($r, r + \beta \bar{l}$). Zpravidla se volí $\beta = 0$ a oblast molekulárního proudění se neuvažuje. Pomocí parametru α lze model kalibrovat na základě experimentálních dat. Young [114] stanovil na základě porovnání výpočtů s experimenty doporučenou hodnotu parametru $\alpha = 9$.

4.9 Průběh kondenzace v dýzách

Průběh expanze páry v Lavalově dýze s kondenzací je schematicky zobrazen na Obr. 34. Na Obr. 35 jsou dále zobrazeny typické průběhy důležitých veličin závislosti na bezrozměrné vzdálenosti od hrdla dýzy x/L .



Obr. 34: Průběh expanze v dýze (schéma), zdroj [46] (modifikováno)



Obr. 35: Průběh expanze v dýze (typické výsledky)

Vstupní stav páry je definován celkovým tlakem p_{0c} a celkovou teplotou T_{0c} . Z tohoto bodu pára přibližně izoentropicky expanduje, klesá její tlak p a roste rychlost c . V konvergentní části dýzy je proudění podzvukové, v divergentní části dýzy dále od hrdla je proudění nadzvukové. Při další expanzi je překročena mez sytosti a pára se dostává do podchlazeného stavu. Při dostatečně velkém podchlazení ΔT se začínají tvořit první vodní kapičky. Jejich množství exponenciálně narůstá, viz průběh nukleační rychlosti J . Při tvorbě vodních kapiček se uvolňuje latentní teplo, které ohřívá okolní páru. To se projeví typickým nárůstem tlaku p nazývaným kondenzační ráz. Podchlazení ΔT dosahuje svého maxima ve Wilsonově bodě. Utlumuje se tvorba nových kapek a nárůst vlhkosti y je poté dán pouze růstem již vzniklých kapiček. Pára přechází do přibližně rovnovážného stavu (mokrý sytá pára) a zůstává přítomné určité zbytkové podchlazení ΔT .

Intenzivní mezifázová výměna tepla a hmoty je nevratný termodynamický děj, který je nevyhnutelně spojen s nárůstem ztrát a entropie s . Tato ztráta se označuje jako termodynamická ztráta vlhkostí, jejíž nárůst je nejvýznamnější v okolí Wilsonova bodu.

Velikost a počet vzniklých kapek stejně jako velikost termodynamické ztráty závisí na hodnotě podchlazení ΔT_w ve Wilsonově bodě. Ze vztahů pro kritický poloměr r_* (4.6) a nukleační rychlost J (4.8) vyplývá, že při zvyšujícím se podchlazení ve Wilsonově bodě ΔT_w klesá poloměr kapek a roste jejich počet, zároveň roste termodynamická ztráta. Poloha Wilsonova bodu úzce souvisí s expanzní rychlostí v dýze \dot{P} , která je definována vztahem

$$\dot{P} = -\frac{1}{p} \frac{dp}{dt} = -\frac{1}{p} \frac{dp}{dx} \frac{dx}{\frac{dt}{c}} = -\frac{c}{p} \frac{dp}{dx}, \quad (4.24)$$

kde p je tlak, t je čas, x je axiální souřadnice a c je rychlost. Tento vztah se nechá v případě vícerozměrného proudění zapsat také jako

$$\dot{P} = -\frac{1}{p} \frac{dp}{dt} = -\frac{1}{p} \left(\frac{\partial p}{\partial t} + c \nabla p \right). \quad (4.25)$$

V případě stacionárního řešení bude $\partial p / \partial t = 0$.

Kondenzace v parních turbínách probíhá na podobných principech, je však výrazně složitější. Je silně ovlivněna 3D charakterem proudového pole, interakcemi mezi rozváděcími a oběžnými lopatkami, interakcemi s proudem z ucpávek, vlivem nečistot, apod.

4.10 Ztráty vlhkostí

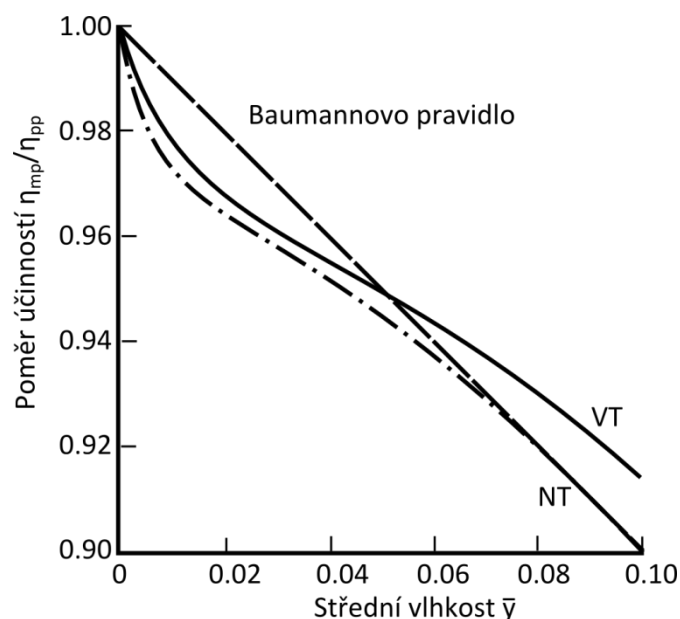
4.10.1 Baumannovo pravidlo

Proudění mokré páry v průtočných částech parních turbín způsobuje energetické ztráty. Baumann [12] navrhl již v roce 1912 empirické pravidlo pro kvantifikaci poklesu účinnosti vlivem vlhkosti. Podle tohoto pravidla každému jednomu procentu nárůstu střední vlhkosti odpovídá snížení účinnosti o jedno procento. Ačkoliv je toto pravidlo více než století staré, je v modifikované podobě stále široce používané řadou výrobců parních turbín, viz např. Gardzilewicz a Szymaniak [34]. Modifikovanou formu Baumannova pravidla lze zapsat ve tvaru

$$\eta_{mp} = \eta_{pp}(1 - \alpha_B \bar{y}), \quad (4.26)$$

kde η_{mp} je účinnost vztahující se k turbíně pracující v oblasti mokré páry, η_{pp} je účinnost vztahující se k turbíně pracující v oblasti přehřáté páry, \bar{y} je střední vlhkost a α_B je Baumannův součinitel. Pro původní Baumannovo pravidlo je $\alpha_B = 1$. Hodnoty součinitele α_B se mohou značně lišit. Například Moore [81] udává $\alpha_B = 0.4 - 2.0$. V nedávné době udávají Gardzilewicz a Szymaniak [34] dle neoficiálních informací výrobců parních turbín $\alpha_B = 0.5 - 0.8$ pro nízkotlaké díly parních turbín a $\alpha_B = 0.6 - 0.9$ pro vysokotlaké díly turbín pro jadernou energetiku.

Skutečný průběh ztrát se odchyluje v oblastech malých středních vlhkostí od lineárního trendu závislosti ztrát na střední vlhkosti daného Baumannovým pravidlem. To lze demonstrovat např. na základě výsledků měření Millera a Schofielda [75] zobrazených na Obr. 36.



Obr. 36: Ztráty vlhkostí vůči Baumannovu pravidlu, zdroj [81] (modifikováno)

4.10.2 Rozdělení složek ztráty vlhkostí

Jednu z prvních teorií zabývající se rozdělením energetických ztrát vlhkostí dle příčin jejich vzniku se zabýval Gyarmathy [44] a také Kirillov a Yablonik [64]. Z těchto prací vycházely pozdější práce dalších autorů. Lze uvést například práce Laaliho [68], Petra a Kolovratníka [87], Kawagishiho et al. [63].

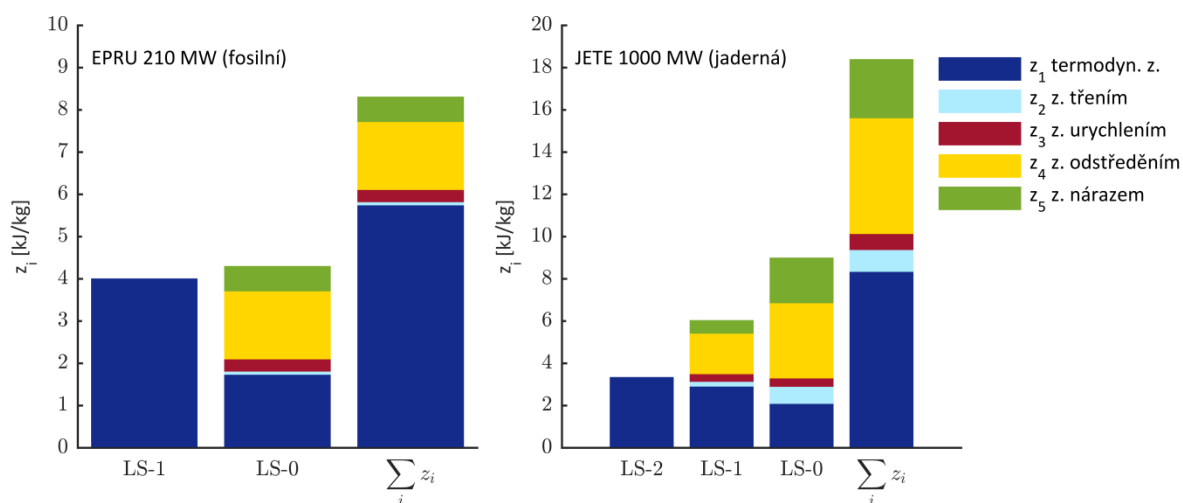
Petr a Kolovratník [87] rozlišují následující složky celkové ztráty vlhkostí

- z_1 termodynamickou ztrátu,
- z_2 ztrátu třením,
- z_3 ztrátu urychlením,
- z_4 ztrátu odstředěním,
- z_5 ztrátu nárazem.

S přítomností primárních kapek v páře jsou spojeny termodynamické ztráty z_1 a ztráty třením z_2 . Termodynamická ztráta z_1 vzniká v důsledku tepelné výměny mezi parní a kapalnou fází v průběhu kondenzace páry. Ztráta třením z_2 je způsobena třením mezi parní fází a primárními kapkami, které mají nižší rychlost než okolní pára.

S přítomností sekundárních kapek jsou spojeny ztráty urychlením z_3 , ztráty odstředěním z_4 a ztráty nárazem z_5 . Ztráta urychlením z_3 souvisí s rozpadem vodních filmů na odtokových hranách rozváděcích lopatek. Rozpadem vodních filmů na odtokových hranách rozváděcích lopatek vznikají hrubé sekundární kapky, které jsou urychlovány okolní parou, která je tím brzděna a vzniká tak ztráta urychlením z_3 . Rychlostní trojúhelníky sekundárních kapek na vstupu do oběžných lopatek jsou výrazně odlišné od rychlostních trojúhelníků parní fáze, viz Obr. 29. Sekundární kapky dopadající na podtlakovou stranu oběžných lopatek a tím oběžné lopatky brzdí, to se projevuje jako ztráta nárazem z_5 . Značná část sekundárních kapek se usadí na površích oběžných lopatek ve formě vodního filmu, který je odstředován směrem od osy hřídele. Tím se spotřebovává práce, která se projeví jako ztráta odstředěním z_4 .

Pro kvantitativní představu o významu jednotlivých složek ztrát vlhkostí lze použít data uvedená v práci Petra a Kolovratníka [87], kteří provedli rozbor ztrát pro nízkotlaké díly v 210 MW elektrárně na fosilní palivo a v 1000 MW jaderné elektrárně a jejichž výsledky jsou shrnuty na Obr. 37.



Obr. 37: Rozbor složek ztráty vlhkostí pro NT díly elektráren 210 MW a 1000 MW, zdroj [87] (modifikováno)

Z grafů je zřejmé, že významný podíl tvoří termodynamická ztráta z_1 . Ta je nejvýznamnější u stupňů, kde probíhá nukleace primárních kapek. V Případě EPRU se jedná o předposlední stupeň (L-1), v případě JETE zřejmě primární nukleace zasahuje stupně L-2 a L-1. I v následujících stupních tvoří termodynamická ztráta z_1 významnou složku celkové ztráty. Ta je zapříčiněna růstem vzniklých primárních kapek a případnou sekundární nukleací. Ztráta třením z_2 a urychlením z_3 tvoří relativně malou část celkové ztráty.

Dalšími významnými složkami jsou ztráta odstředěním z_4 a ztráta nárazem z_5 . Jejich celkový význam je vyšší u JETE než u EPRU, to souvisí s výstupní vlhkostí, která je cca 7.4% u EPRU a cca 12.0% u JETE. Význam ztrát spojených s přítomností sekundární vlhkosti (z_3 až z_5) roste s výstupní vlhkostí. Na jejich velikost má vliv implementace konstrukčních prvků na odstraňování vlhkosti v průtočných částech.

Velikost jednotlivých složek ztráty vlhkostí závisí na konstrukci stroje a okrajových podmínkách, při nichž je provozován. Detailní rozbor mechanismů vzniku ztrát vlhkostí umožňuje kvantifikaci jednotlivých ztrát se zohledněním konstrukčních odlišností stroje a podmínek, při nichž je provozován. Umožňuje také sledovat vliv případných konstrukčních úprav a pomoci při jejich snižování. Nevýhodou tohoto přístupu jsou jeho vyšší nároky v porovnání s jednoduchostí Baumannova pravidla.

4.10.3 Termodynamická ztráta vlhkostí

Termodynamická ztráta vlhkostí je způsobena v důsledku nevratné výměny tepla a hmoty mezi parní a kapalnou fází. Pro rychlost růstu entropie \dot{S} , tzv. produkci entropie, lze na základě druhého zákona termodynamiky psát

$$\dot{S} = \frac{dS}{dt} = \frac{\dot{Q}}{T_g} - \frac{\dot{Q}}{T_d} > 0, \quad (4.27)$$

kde T_g je teplota páry a T_d je teplota kapek a \dot{Q} je mezifázový tepelný tok, který lze pomocí latentního tepla L a mezifázového hmotnostního toku \dot{m}_{gd} určit pomocí vztahu

$$\dot{Q} = L\dot{m}_{gd}. \quad (4.28)$$

Ztracený výkon ΔP v kontrolním objemu V lze poté určit jako

$$\Delta P = \int_V \dot{S} \left(\frac{T_g + T_d}{2} \right)_{T_m} dV, \quad (4.29)$$

kde T_m je střední teplota mezi fázemi. Vztah (4.28) přejde po dosazení rovnic (4.27) a (4.28) do tvaru

$$\Delta P = \int_V L\dot{m}_{gd} \left(\frac{1}{T_g} - \frac{1}{T_d} \right) \left(\frac{T_g + T_d}{2} \right)_{T_m} dV. \quad (4.30)$$

Bude-li \dot{m} průtok řešenou oblastí, tak lze stanovit entalpickou ztrátu Δh jako

$$\Delta h = \frac{\Delta P}{\dot{m}}. \quad (4.31)$$

V případě 1D proudění, např. v dýzách, nebo vyhodnocení termodynamické ztráty podél proudnice lze pro entalpickou ztrátu Δh s respektováním vztahu (4.30) psát

$$\Delta h = \int_0^y L \left(\frac{1}{T_g} - \frac{1}{T_d} \right) \left(\frac{T_g + T_d}{2} \right) dy \quad (4.32)$$

Vztah (4.30) je praktický pro přímé vyhodnocení termodynamické ztráty na základě výsledků CFD výpočtů. Tento vztah aplikoval například Starzmann [99]. Chandler et al. [57] použili podobný přístup s určitými odlišnostmi. Pro rychlost růstu entropie používá vztah původně odvozený Youngem [115] a dále zjednodušeným do podoby

$$\dot{S} = L \frac{\Delta T}{T_g T_s} \frac{dy}{\frac{dt}{\dot{m}_{gd}}} = L \dot{m}_{gd} \left(\frac{1}{T_g} - \frac{1}{T_s} \right). \quad (4.33)$$

Výsledný ztracený výkon ΔP se poté určí jako součet rychlosti růstu entropie ve všech buňkách a násobí se teplotou sytosti na výstupu z výpočetní domény $T_{s,exit}$. Při násobení teplotou sytosti v jednotlivých buňkách bychom mohli převést tento postup do formy odpovídající rovnici (4.30), která by poté byla

$$\Delta P = \int_V L \dot{m}_{gd} \left(\frac{1}{T_g} - \frac{1}{T_s} \right) T_s dV. \quad (4.34)$$

Vztah (4.30) tedy přejde do (4.34), pokud $T_d \rightarrow T_s$ a $T_m \rightarrow T_s$. Obdobně lze převést vztah (4.32) do tvaru

$$\Delta h = \int_0^y L \left(\frac{1}{T_g} - \frac{1}{T_s} \right) T_s dy = \int_0^y \frac{L \Delta T}{T_g} dy \quad (4.35)$$

Pro odhad termodynamické ztráty vlhkostí vzniklé při primární nukleaci lze použít také zjednodušený přístup založený na rozdílu rovnovážných a nerovnovážných stavových parametrů ve Wilsonově bodě. Při aproximaci ideálním plynem lze psát pro entalpický spád h při expanzi z tlaku sytosti p_s na tlak ve Wilsonově bodě p_w vztah

$$h = \frac{p_s}{\rho_s} \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left[1 - \left(\frac{p_w}{p_s} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right] \quad (4.36)$$

, kde ρ_s je hustota na mezi sytosti a κ je Poissonova konstanta. Poissonova konstanta κ se liší pro rovnovážnou expanzi, $\kappa_{eq} \approx 1.12$, a nerovnovážnou expanzi $\kappa_{neq} \approx 1.32$. Entalpická ztráta Δh poté bude

$$\Delta h = h(p_s, \rho_s, p_w, \kappa_{eq}) - h(p_s, \rho_s, p_w, \kappa_{neq}). \quad (4.37)$$

4.11 Vliv nestacionárního charakteru proudového pole

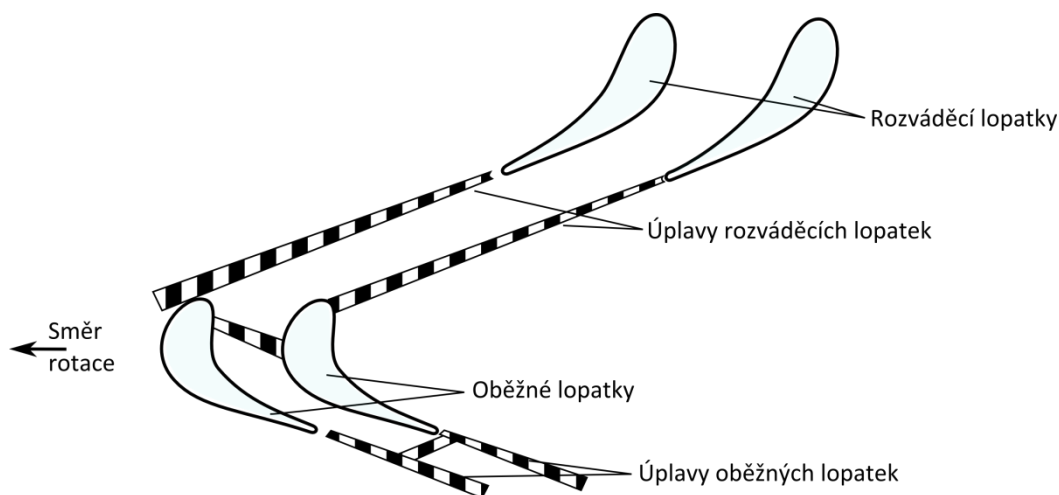
Proudění v parních turbínách je prostorové a nestacionární. Tvorba kapalně fáze je ovlivněna interakcí úplavů s pohybujícími lopatkami, tzv. „wake-chopping“. Schematicky je tento jev zobrazen na Obr. 38. Když pára obsažená v úplavech rozváděcích lopatek dorazí k oběžným lopatkám, tak je její obvodová rychlost nižší než je rychlost rotace oběžných lopatek. V důsledku toho jsou úplavy oběžnými lopatkami děleny. V oblasti úplavů je v důsledku disipace energie vlivem vazkosti vyšší energie než v jádru proudu, kde pára expanduje téměř izoentropicky. To vede k fluktuacím teplotního pole, které ovlivňují tvorbu kapalně fáze. Tyto fluktuace jsou často považovány za možnou příčinu rozdílů mezi rozměrovými spektry velikosti kapek pozorovaných v dýzách a parních turbínách.

Pro výpočty lze použít analytické modely zohledňující disipaci energie v úplavech a náhodný charakter vstupu proudové částice do lopatkových řad. Výsledky významných prací, Bakhtara a Heatona [6], Guhy a Younga [41] a Petra a Kolovratníka [87], shrnuje Bakhtar a Heaton v článku [10]. Tyto práce potvrzují význam „wake-chopping“ efektu v parních turbínách. Petr a Kolovratník [87] dosáhli aplikací takové metody poměrně dobré shody výpočtu s měřením na reálných turbínách.

Kromě analytických metod lze „wake-chopping“ efekt také zachytit pomocí nestacionárních CFD výpočtů s uvažováním kondenzace. V poslední době provedli zajímavou studii Hughes et al. [56]. Provedli sérii výpočtů na kvazi-3D geometrii třech stupňů na středním řezu. Z výsledků vyplývá, že významnost „wake-chopping“ efektu se může lišit v závislosti na okrajových podmínkách a dle polohy nukleační zóny.

CFD metody jsou vůči analytickým metodám výhodnější z hlediska lepší schopnosti zachycení složitěho 3D charakteru proudového pole, zachycení vazké disipace energie, apod. Na druhou stranu plně 3D nestacionární výpočty s kondenzací vyžadují extrémní výpočetní nároky. Například při použití komerčního řešiče Ansys CFX uvádí Starzmann [98] výpočetní nároky pro 3D výpočet dvou stupňů 60 dní při použití 48 CPU. Obdobné nároky uvádí Patel [84], jejíž nestacionární simulace jednoho stupně trvala 60 dní při použití 24 CPU. Výrazně nižší výpočetní časy uvádí Chandler et al. [57], kteří provedli nestacionární simulaci skupiny pěti stupňů výpočetním kódem svým in-house kódem za 80 hod (cca 3,3 dne) při použití 80 CPU.

Vzhledem k vysokým výpočetním nárokům, minimálně v případě použití Ansys CFX, je praktické průmyslové využití plných 3D CFD simulací s kondenzací limitováno na stacionární řešení u kterého může docházet k určitému zkreslení výsledků vlivem „wake-chopping“ efektu. Z tohoto pohledu mohou stále analytické metody přinášet cennou kvalitativní i kvantitativní představu o tvorbě kapalně fáze v průtočných částech parních turbín při akceptovatelných výpočetních nárocích.



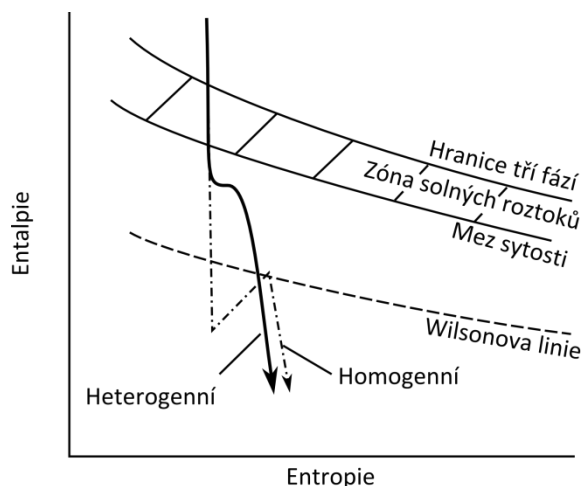
Obr. 38: Schéma „wake-chopping“, zdroj [10] (modifikováno)

4.12 Vliv nečistot obsažených v páře

V parních turbínách nastává kondenzace dvou typů homogenní kondenzace čisté páry a heterogenní kondenzace páry s vlivem nečistot v ní obsažených. Tyto dva procesy probíhají souběžně a vzájemně se ovlivňují.

V programu COCHEM Flow, který je použit v této práci jsou obsaženy také modely zohledňující vliv heterogenní kondenzace. Prvním modelem je model homo-heterogenní kondenzace druhým je model binární nukleace a kondenzace. V této kapitole jsou vysvětleny základní fyzikální principy těchto modelů vycházející z publikace Šťastného [104].

Expanzní čára při uvažování binární nukleace s NaCl a její porovnání s expanzní čarou při homogenní kondenzaci je uvedeno na Obr. 39. Pára expanduje z oblasti přehřáté páry, kde v určitém místě nad mezí sytosti přechází hranici tří fází, tj. horní mez rozpustnosti NaCl v páře. Poté přechází do oblasti nazývané zóna solných roztoků. Předpokládá se, že binární nukleace vodních molekul okolo molekul nebo klastrů NaCl může nastat pod hranicí tří fází. Pro počátek binární nukleace je potřeba určité podchlazení pod hranici tří fází. Poté na vzniklých zárodcích kondenzují parní molekuly a pára se dostává postupně do rovnovážného stavu. V porovnání s expanzí při homogenní kondenzaci nastává binární nukleace dříve. Způsob implementace modelu binární nukleace do programu COCHEM Flow je blíže popsán v kapitole 5.1.3.



Obr. 39: Heterogenní kondenzace na jádrech NaCl, zdroj [104] (modifikováno)

Model homo-heterogenní kondenzace implementovaný v programu COCHEM Flow vychází z předpokladu známého počtu a velikosti heterogenních částic na vstupu do výpočetní oblasti. Na nich poté část páry kondenzuje. Další část páry kondenzuje homogenním způsobem.

Práci podávající podrobný teoretický popis binární homogenní nukleace pro řadu různých parních směsí je práce Maršíka et al. [74] a podává přehled experimentálních technik pro studium nukleace. Jsou zde také uvedeny ukázky experimentálního měření kondenzace v Lavalových dýzách. Byl prokázán převažující heterogenní charakter kondenzace při nízkých expanzních rychlostech $\dot{P} = 1000 \text{ s}^{-1}$, který nebyl patrný u dýzy s vyšší expanzí rychlostí $\dot{P} = 4500 \text{ s}^{-1}$. Tím byl experimentálně prokázán silný vliv expanzní rychlosti na možnost uplatnění heterogenní kondenzace. Dále byla vyvinuta metoda diagnostiky nečistot v páře. Model binární homogenní nukleace byl dále v práci Petra a Kolovratníka [89] aplikován pro binární směs s NaCl na stanovení energetických ztrát u turbíny 1000 MW a porovnán s modelem homogenní nukleace. Rozdíly nebyly příliš velké a bylo konstatováno, že je předpoklad homogenní kondenzace z tohoto pohledu přijatelným zjednodušením.

Lze konstatovat, že problematika heterogenní kondenzace není stále dořešená a vyžaduje další výzkum. Dostupné modely jsou spjaty s poměrně velkými nejistotami a vyžadují značnou míru zjednodušení. Přesto mohou dostupné modely přinést alespoň hrubou představu o míře vlivu heterogenní kondenzace.

5 Metody simulace proudění s kondenzací

V této kapitole jsou popsány matematické modely proudění s kondenzací použité v programech COCHEM Flow a Ansys CFX. Dále je popsán vlastní analytický kód na řešení jednorozměrného proudění s kondenzací v Lavalových dýzách.

5.1 COCHEM Flow

COCHEM Flow je program pro numerické simulace dvoudimenzionálního transsonického stlačitelného nevazkého proudění mokré páry s homogenní a heterogenní kondenzací. Předpokládá se, že uvažování nevazkého proudění je přijatelný pro proudění v turbínových mřížích, jelikož se uvažují relativně slabé mezní vrstvy.

Program obsahuje:

- model proudění bez kondenzace,
- model nevazkého proudění s homogenní kondenzací,
- model nevazkého proudění s homo-heterogenní kondenzací,
- model nevazkého proudění s binární nukleací a kondenzací.

Úloha je řešena numericky na nestrukturovaných trojúhelníkových sítích, bližší informace k numerické metodě viz Šejna [103].

5.1.1 Model proudění s homogenní kondenzací

Matematický model nevazkého proudění je založen na systému Eulerových rovnic. Tvorba kapalně fáze je řešena „momentovou metodou“ založenou na práci Hilla [50]. Systém Eulerových rovnic je doplněn dalšími transportními rovnicemi pro vlhkost a integrální parametry, tzv. momenty, Q_0, Q_1, Q_2 . Lze ho zapsat ve formě

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial F(W)}{\partial x} + \frac{\partial G(W)}{\partial y} = H(W), \quad (5.1)$$

$$W = [\rho, \rho u, \rho v, e, \rho y, \rho Q_2, \rho Q_1, \rho Q_0]^T,$$

$$F = [\rho u, \rho u^2 + p, \rho uv, u(e + p), \rho uy, \rho u Q_2, \rho u Q_1, \rho u Q_0]^T,$$

$$G = [\rho v, \rho uv, \rho v^2 + p, v(e + p), \rho vy, \rho v Q_2, \rho v Q_1, \rho v Q_0]^T,$$

$$H = [0, 0, 0, 0, 4\pi\rho_l \left(\frac{1}{3} Jr_*^3 + \rho Q_2 \frac{d\bar{r}}{dt} \right), Jr_*^2 + 2\rho Q_1 \frac{d\bar{r}}{dt}, Jr_* + \rho Q_0 \frac{d\bar{r}}{dt}, J]^T,$$

kde t je čas, x a y jsou prostorové souřadnice, u a v jsou složky rychlosti, ρ, e, p, y jsou hustota, měrná energie, tlak a vlhkost. Integrální parametry Q_0, Q_1, Q_2 jsou definované jako

$$Q_0 = N, \quad Q_1 = \sum_{i=1}^N r_i, \quad Q_2 = \sum_{i=1}^N r_i^2, \quad (5.2)$$

kde N je počet kapiček vztažených na jednotkovou hmotnost a r_i je jejich poloměr. Průměrný poloměr kapek \bar{r} vystupující v (5.1) se vyjádří jako

$$\bar{r} = \sqrt{\frac{Q_2}{Q_0}}. \quad (5.3)$$

Systém rovnic (5.1) je doplněn rovnicí stavu pro ideální plyn ve tvaru

$$p = \frac{(1-y)\rho}{\frac{1}{\kappa-1} + y} \left[e + yL - \frac{u^2 + v^2}{2} \right]. \quad (5.4)$$

Vztah pro nukleační rychlost J v systému rovnic (5.1) je definován vztahem (4.11) založeným na klasické nukleační teorii. Doporučená hodnota korekčního faktoru Gibbsovy volné energie k_G v exponentu rovnice (4.11) je dle Šťastného [104] $k_G = 1.3$. Tato hodnota byla zjištěna na základě fitování výsledků experimentů s čistou vodou v rázové trubici, viz Lankaš [69].

Rychlost růstu kapek $d\bar{r}/dt$ vystupující v systému rovnic (5.1) je definována Gyarmathyho vztahem pomocí rovnice (4.21).

5.1.2 Model proudění s hetero-homogenní kondenzací

Model hetero-homogenní kondenzace je rozšířením modelu homogenní kondenzace. Tento model popisuje dvě populace kapek, první populaci vzniklou homogenní a druhou heterogenní kondenzací. Na vstupu se předpokládá znalost velikosti a počtu nečistot. Vliv heterogenní populace je realizován rozšířením systému rovnic (5.1) o konzervativní proměnnou $W_9 = \rho r_p$. Systém řídicích rovnic poté přejde do tvaru

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial F(W)}{\partial x} + \frac{\partial G(W)}{\partial y} = H(W), \quad (5.5)$$

$$W = [\rho, \rho u, \rho v, e, \rho y, \rho Q_2, \rho Q_1, \rho Q_0, \rho r_p]^T,$$

$$F = [\rho u, \rho u^2 + p, \rho uv, u(e+p), \rho uy, \rho u Q_2, \rho u Q_1, \rho u Q_0, \rho u r_p]^T,$$

$$G = [\rho v, \rho uv, \rho v^2 + p, v(e+p), \rho vy, \rho v Q_2, \rho v Q_1, \rho v Q_0, \rho v r_p]^T,$$

$$H = [0, 0, 0, 0, 4\pi\rho_l \left(\frac{1}{3} J r_*^3 + \rho Q_2 \frac{d\bar{r}}{dt} + \rho N_p \frac{dr_p}{dt} \right), J r_*^2 + 2\rho Q_1 \frac{d\bar{r}}{dt}, J r_* + \rho Q_0 \frac{d\bar{r}}{dt}, J, \rho \frac{dr_p}{dt}]^T,$$

kde r_p je poloměr heterogenních kapek. Rychlost růstu heterogenních kapek je modelována obdobným způsobem jako u homogenních kapek pomocí Gyarmathyho vztahu (4.21), kde $r \rightarrow r_p$.

Vlhkost y je tvořena součtem vlhkosti homogenní populace y_h a heterogenní populace y_p , tj. $y = y_h + y_p$.

Ve výpočtu je dále stanovena rozpustnost NaCl v přehřáté páře S_1 dle Jonase [61] a hmotnostní koncentrace NaCl v nukleačních jádrech kapek v zóně solných roztoků W_2 dle Liu a Lindsaye [71].

5.1.3 Model proudění s binární nukleací a kondenzací

Model proudění pro homogenní kondenzaci je doplněn vztahy popisující binární nukleaci a růst kapek kondenzací. Předpokládá se přítomnost chemické nečistoty NaCl ve formě nukleí, jejich hmota se zanedbává.

Vztah pro nukleační rychlost při binární nukleaci J_p je založen obdobně jako v případě homogenní nukleace na vztahu (4.11) vycházející z klasické nukleační teorie. Je však

upravena hodnota povrchového napětí $\sigma \rightarrow \sigma_p$, pro které je použita funkce závislá na teplotě T

$$\sigma_p = [86.43 - 0.1674(T - 273.15)] \times 10^{-3}. \quad (5.6)$$

Dále je ve vztahu upravena definice přesycení $S \rightarrow S_p$, pro které platí vztah

$$S_p = \frac{p_1}{p_{sp} a_p}, \quad (5.7)$$

kde $a_p = 0.71668$ je koeficient aktivity a p_{sp} je tlak na hranici tří fází, pro který platí empirický vztah (platný pro tlaky 0.5-2.0 bar)

$$\log_{10} p_{sp} [\text{bar}] = 5.4763 - \frac{2092.69}{T}. \quad (5.8)$$

Hodnoty veličin σ_p a a_p jsou založeny na práci Gorbunova a Hamiltona [38].

Vlivem změn $\sigma \rightarrow \sigma_p$ a $S \rightarrow S_p$ se změní také hodnota kritického poloměru kapek (4.6), který přejde do tvaru

$$r_{*p} = \frac{2\sigma_p}{\rho_l R T_g \ln(S)}. \quad (5.9)$$

Rychlost růstu kapek vzniklých binární nukleací je r_p je modelována pomocí Gyarmathyho vztahu (4.21), který přejde do tvaru

$$\frac{dr_p}{dt} = \frac{\lambda \Delta T \left(1 - \frac{r_{*p}}{r_p}\right)}{\rho_l L r (1 + 3.18Kn)}. \quad (5.10)$$

Systém řídicích rovnic zůstává shodný se systémem použitým pro model homogenní kondenzace (5.1).

5.2 Ansys CFX

Ansys CFX je komerční CFD kód, který je běžně používán nejen při návrzích průtočných částí parních turbín, bližší informace viz [2]. Standardně se pro řešení proudění v oblasti mokré páry používá jednofázový model doplněný stavovými rovnicemi dle standardu IAPWS-IF97 popisující parametry rovnovážné směsi pára-voda, který bude dále označován jako „ES - rovnovážný model (equilibrium solution)“. Tento přístup neumožňuje řešit parametry kapalně fáze a neuvažuje termální nerovnováhu mezi fázemi.

Ansys CFX však také obsahuje model vícefázového proudění s uvažováním kondenzace, který bude dále označován jako „NES – nerovnovážný model (non-equilibrium solution)“. Tento model umožňuje určit odděleně parametry jednotlivých fází a zohledňuje termální nerovnováhu mezi nimi.

V Ansys CFX je implementován vícefázový model typu „Euler-Euler“ dle Gerbera [36]. Ten je omezen na výpočet monodisperzního systému kapek, umožňuje určit pouze střední velikost

kapek. Lze však nadefinovat více kapalných fází dle předpokládaného místa vzniku, které jsou řešeny samostatně. Stavové parametry jsou určeny pomocí IAPWS-IF97, kde na rozdíl od rovnovážného modelu jsou stavové parametry pro páru v oblasti mokré páry určeny pomocí rovnic pro metastabilní páru, které vznikly extrapolací z oblasti přehřáté páry. Turbulence je modelována stejným způsobem jako u rovnovážných výpočtů.

5.2.1 Řídící rovnice

V matematickém modelu vícefázového proudění v Ansys CFX jsou pro jednotlivé fáze řešeny samostatně rovnice kontinuity, hybnosti a energie v prostoru x_j a čase t .

V jednotlivých rovnicích zachování se pracuje s objemovým podílem jednotlivých fází Φ pro který platí

$$\Phi_g + \sum_{d=1}^n \Phi_d = 1, \quad (5.11)$$

kde index (g) je použit pro parní fázi a index (d) pro kapalnou fázi. Celkový počet kapalných fází je n . Dále se pracuje se specifickou plochou kapek β_d , která se určí jako

$$\beta_d = N_d 4\pi r_d^2, \quad (5.12)$$

kde N_d je počet kapek a r_d jejich poloměr. Rovnici kontinuity pro parní fázi lze zapsat jako

$$\frac{\partial(\rho\Phi)_g}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\Phi u_j)_g}{\partial x_j} = - \sum_{d=1}^n (S_m + \Phi_g m_* J)_d, \quad (5.13)$$

kde ρ je hustota, u je rychlost, S_m je člen pro mezifázový přenos hmoty popisující množství zkondenzované vody na površích existujících kapek, m_* je hmotnost kritické kapky a J je nukleační rychlost. Pro jednotlivé kapalně fáze mají rovnice kontinuity tvar

$$\frac{\partial(\rho\Phi)_d}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\Phi u_j)_d}{\partial x_j} = (S_m + \Phi_g m_* J)_d. \quad (5.14)$$

Počet kapek se pro jednotlivé kapalně fáze určí pomocí rovnic

$$\frac{\partial(\rho N)_d}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j N)_d}{\partial x_j} = \Phi_g \rho_d J_d. \quad (5.15)$$

Rovnice kontinuity pro směs je ve tvaru

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \frac{\partial\rho u_j}{\partial x_j} = 0, \quad (5.16)$$

kde pro člen ρu_j platí

$$\rho u_j = (\Phi \rho u_j)_g + \sum_{d=1}^n (\Phi \rho u_j)_d. \quad (5.17)$$

Zákon zachování hybnosti pro parní fázi je ve tvaru

$$\frac{\partial(\rho \Phi u_i)_g}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \Phi u_j u_i)_g}{\partial x_j} = -\Phi_g \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial(\Phi \tau_{ji})_g}{\partial x_j} - \sum_{d=1}^n S_{hdi}, \quad (5.18)$$

kde p je tlak, τ_{ji} je tenzor smykových napětí, S_h je člen pro mezifázový přenos hybnosti zohledňující mezifázové tření. Pro jednotlivé kapalně fáze má zákon zachování hybnosti tvar

$$\frac{\partial(\rho \Phi u_i)_d}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \Phi u_j u_i)_d}{\partial x_j} = -\Phi_d \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial(\Phi \tau_{ji})_d}{\partial x_j} + S_{hd}, \quad (5.19)$$

Zákon zachování energie pro parní fázi je ve tvaru

$$\frac{\partial(\Phi \rho h_t)_g}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \Phi u_j u_i h_t)_g}{\partial x_j} = \Phi_g \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Phi \lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right)_g + \frac{\partial(\Phi u_i \tau_{ji})_g}{\partial x_j} + \sum_{d=1}^n S_{ed}, \quad (5.20)$$

kde h_t je celková entalpie, λ je součinitel tepelné vodivosti, T je teplota a S_e je člen pro mezifázový přenos energie zohledňující přenos tepla mezi kapalnou a parní fází. Člen pro mezifázový přenos hmoty S_{md} vystupující v rovnicích (5.13) a (5.14) se určí pomocí vztahu

$$S_{md} = \rho_d \frac{dr_d}{dt} \beta_d, \quad (5.21)$$

kde rychlost růstu kapek dr_d/dt se určí pomocí Gyarmathyho modelu růstu kapek (4.21) nebo uživatelsky naprogramovaných modelů. Pro poloměr kapek r_d platí

$$r_d = \sqrt[3]{\frac{3\Phi_d}{4\pi N_d}}. \quad (5.22)$$

Nukleační rychlost J , která se objevuje ve vztazích (5.13), (5.14) a (5.15), je modelována pomocí klasické nukleační teorie s neizotermickým korekčním faktorem dle vztahu (4.13). Člen S_{hd} pro mezifázový přenos hybnosti vystupující v rovnicích (5.18) a (5.19) se určí pomocí vztahu

$$S_{hdi} = S_{md} u_{di} - \frac{C_d}{8} \beta_d \rho_g |u_{di} - u_{gi}| (u_{di} - u_{gi}), \quad (5.23)$$

kde první člen zohledňuje mezifázovou výměnu hybnosti během kondenzace, druhý člen zohledňuje výměnu hybnosti vlivem mezifázového tření. Rozdíl rychlostí ($u_{di} - u_{gi}$) mezi

fázemi se nazývá skluzová rychlost (skluz). Veličina C_d je koeficient odporu, který je definován na základě korelace Schillera a Naumanna [94]

$$C_d = \frac{24}{Re_d} (1 + 0.15Re_d^{0.687}), \quad (5.24)$$

kde Reynoldsovo číslo kapek Re_d je definováno jako

$$Re_d = \frac{d|u_{di} - u_{gi}|}{\nu_g}, \quad (5.25)$$

kde d značí průměr kapek a ν_g je kinematická viskozita páry. Pro $C_d > 1000$ je hodnota omezena na $C_d = 0.44$.

Člen S_{ed} pro mezifázový přenos energie vyskytující se v rovnici (5.20) je definován jako

$$S_{ed} = -S_{md}h_{tu} + \beta_d\dot{Q}_d, \quad (5.26)$$

kde h_{tu} je celková entalpie parní fáze, \dot{Q}_d je mezifázový tepelný tok vztažený na jednotkovou plochu, který se určí jako

$$\dot{Q}_d = \frac{\lambda_g Nu}{2r_d} (T_d - T_g), \quad (5.27)$$

kde λ_g je součinitel vedení tepla páry. Pro rozdíl teplot kapalně a parní fáze ($T_d - T_g$), efektivní podchlazení, je použit vztah (4.19). Nusseltovo číslo je definováno na základě Gyarmathyho modelu růstu kapek (4.21)

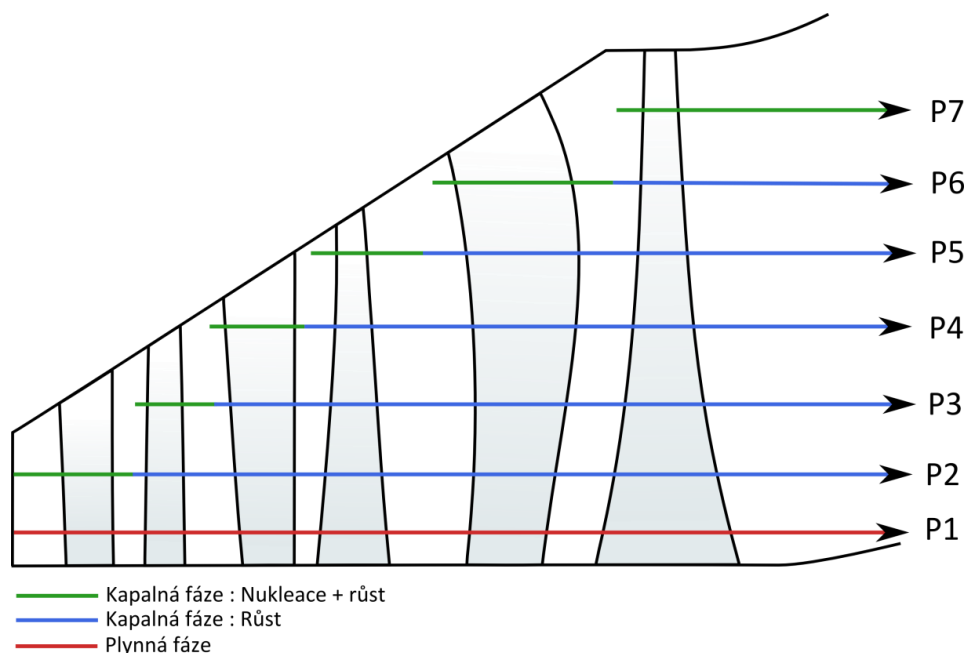
$$Nu = \frac{2}{(1 + 3.18Kn)}. \quad (5.28)$$

Další modely růstu, např. dle Younga (4.22), je možno uživatelsky doprogramovat pomocí definice Nusseltova čísla Nu .

5.2.2 Koncepce rozšířené monodisperze

Ansys CFX je omezen na řešení monodisperzního modelu tzn., že se určuje pouze stření průměr kapek nikoliv rozměrové spektrum. To lze považovat za přijatelné zjednodušení pro případy proudění v relativně jednoduchých geometriích, jako jsou dýzy případně 2D turbínové mříže. Proudění v parních turbínách je mnohem komplexnější a vzniká širší rozměrové spektrum. Jedna z příčin je ta, že primární nukleace probíhá v různých místech při různých podmínkách a proto mají kapky rozdílnou historii a velikostí. Další příčinou může být nestacionární interakce mezi rozváděcím a oběžnými lopatkovými řadami nebo heterogenní kondenzace. Po primární nukleaci může při dostatečně rychlé expanzi dále narůstat podchlazení a mohou nastat podmínky pro další tvorbu nových kapek, tzv. sekundární nukleaci. Kapky vzniklé při sekundární nukleaci také ovlivňují výsledné rozměrové spektrum. Omezení monodisperzního modelu je částečně kompenzováno pomocí konceptu rozšířené monodisperze. Princip této metody je znázorněn na příkladu posledních tří stupňů

nízkotlakého dílu parní turbíny na Obr. 40. Fáze P1 je parní fáze, která je definována shodně přes všechny stupně. Fáze P2 až P7 jsou kapalně. Každou fázi lze nadefinovat tak, že se předepíše možnost nukleace pro určité geometrické domény. V dalších částech se povolí pouze kondenzace páry na již vzniklých jádrech. Každá kapalná fáze se řeší samostatně jako monodisperze. Ve výsledné struktuře kapalně fáze lze poté rozlišit jednotlivé třídy kapek podle místa jejich vzniku.



Obr. 40: Koncept rozšířené monodisperze v Ansys CFX

5.2.3 Hlavní rozdíly vůči COCHEM Flow

Shrnutí hlavních rozdílů programů Ansys CFX a COCHEM Flow uvádí CNT: „Klasická nukleační teorie“, NICF: „Neizotermický korekční faktor“

Tab. 3.

Parametr	Ansys CFX	COCHEM Flow
Řídící rovnice	Navier-Stokesovy rovnice ve 3D	Eulerovy rovnice ve 2D
Rovnice stavu pro plynou fázi	IAPWS-IF97	Ideální plyn
Nukleační model	CNT + NICF dle (4.13) nebo uživatelsky definovaný	CNT + korekce pomocí k_G (4.11)
Model růstu kapek	Gyarmathyho model dle (4.21) nebo uživatelsky definovaný	Gyarmathyho model dle (4.21)
Model kondenzace	Homogenní	Homogenní, Homo-heterogenní, binární
Reprezentace kapek	Metoda typu „Euler-Euler“	Momentová metoda
Mezifázové tření	Ano	Ne

CNT: „Klasická nukleační teorie“, NICF: „Neizotermický korekční faktor“

Tab. 3: Hlavní rozdíly Ansys CFX a COCHEM Flow

5.3 Analytický výpočetní kód

Byl sestaven analytický kód pro 1D výpočet proudění s kondenzací v Lavalových dýzách. Účelem bylo ověření porozumění teoretickým vztahům a jejím vazbám na rovnici stavu a proudění. Dále také zkoumání možností různé zjednodušení výpočtu pro případnou aplikaci do proudového výpočtu. Model byl použit také pro citlivostní studie vlivu úprav kondenzačních rovnic a rovnice stavu.

5.3.1 Definice úlohy

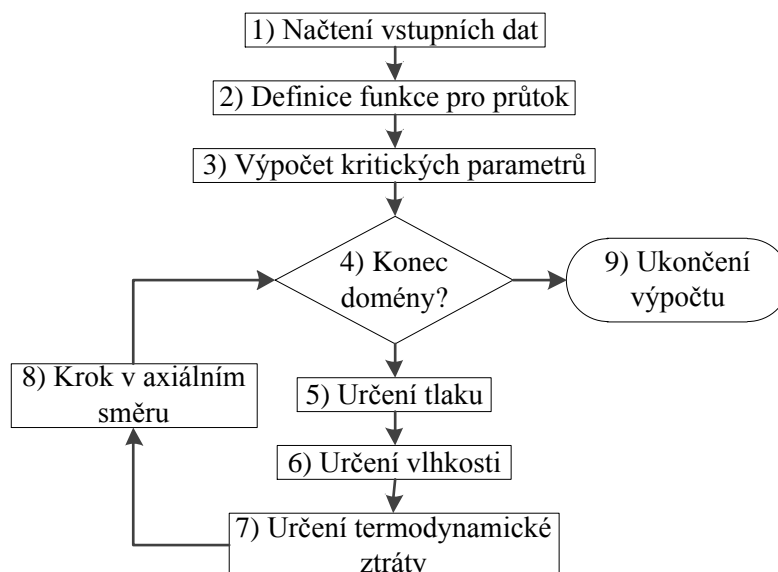
Vstupní stav do Lavalovy dýzy je definován vstupním celkovým tlakem p_{0c} a teplotou T_{0c} . Geometrie je definována závislostí plochy dýzy na axiální souřadnici $A(x)$ a je rozdělena na několik výpočetních elementů.

Výpočetní kód umožňuje výpočet v následujících modifikacích:

- IGD Výpočet s ideálním plynem a bez uvažování kondenzace („ideal gas dry“),
- RGD Výpočet s použitím rovnovážných parních tabulek dle IAPWS-IF97 a bez uvažování kondenzace („real gas dry“),
- IGW Výpočet s ideálním plynem a uvažováním homogenní kondenzace („ideal gas wet“),
- SWS Zjednodušený výpočet s uvažováním nerovnovážných vlastností páry a termodynamické ztráty vlhkostí. V oblasti přehřáté páry a v oblasti mokré páry se používají rovnovážné parní tabulky dle IAPWS-IF97. V oblasti podchlazené páry se použije rovnice ideálního plynu s parametry přehřáté páry. Ve Wilsonově bodě se modeluje skokový nárůst ztrát a lineární nárůst v následující oblasti. Předpokládá se znalost polohy Wilsonova bodu. Tento přístup má aproximovat výpočet IGW.

5.3.2 Princip výpočtu

Vývojový diagram výpočetního kódu je zobrazen na Obr. 41.



Obr. 41: Analytický výpočet dýzy- Hlavní výpočetní smyčka

Ad 1) Načtení vstupních dat

Program začíná načtením vstupních dat, celkového tlaku p_{0c} , celkové teploty T_{0c} , průběhu ploch $A(x)$, Poissonovy konstanty κ a specifické plynové konstanty R . Dále jsou dopočteny tepelná kapacita c_p , celková vstupní entropie s_{0c} , celková vstupní entalpie i_{0c} a celková vstupní entalpie ideálního plynu pomocí vztahů

$$c_p = \frac{\kappa}{\kappa - 1} R \quad (5.29)$$

$$s_{0c} = f_{IF97}(p_{0c}, T_{0c}), \quad (5.30)$$

$$i_{0c} = f_{IF97}(p_{0c}, T_{0c}), \quad (5.31)$$

$$i_{0c,ig} = c_p T_{0c}, \quad (5.32)$$

kde funkce f_{IF97} je rovnice stavu dle IAPWS-IF97.

Ad 2) Definice funkce pro průtok

Výpočetní kód hledá v každém axiálním kroku hodnotu tlaku takovou, aby byla splněna rovnice kontinuity. Je proto nezbytné definovat funkci pro průtok jako funkci tlaku $\dot{m} = \dot{m}(p)$. Veškeré modifikace programu používají následující postup

$$i = f_{EOS}(p, s), \quad (5.33)$$

$$\rho = f_{EOS}(p, s), \quad (5.34)$$

$$c = \sqrt{2(i_{0c} - i)}, \quad (5.35)$$

$$\dot{m} = \rho c A, \quad (5.36)$$

kde s je entropie, i je entalpie, ρ je hustota, c je rychlost a f_{EOS} je funkce rovnice stavu, která se liší dle uvažované modifikace výpočetního kódu. V případě RGD se použijí vztahy dle IAPWS-IF97. V případě IGD se použijí vztahy pro ideální plyn

$$i = i_{1c} - i_{1c,ig} \left[1 - \exp\left(\frac{s - s_{1c} + R \times \ln\left(\frac{p}{p_{1c}}\right)}{c_p}\right) \right], \quad (5.37)$$

$$T = T_{1c} \times \exp\left(\frac{s - s_{1c} + R \times \ln\left(\frac{p}{p_{1c}}\right)}{c_p}\right), \quad (5.38)$$

$$\rho = \frac{p}{RT}. \quad (5.39)$$

V případě SWS se použijí vztahy dle IAPWS-IF9, kromě oblasti podchlazené páry (mezi bodem sytosti a Wilsonovým bodem), kde se použijí vztahy pro ideální plyn dle rovnic (5.37) - (5.39). V případě IGW se určují samostatně parametry plynné (g) a kapalná (l) fáze. Parametry dvoufázové směsi (bez indexu) se určí na základě vlhkosti y . Parametry páry jsou určeny pomocí rovnic ideálního plynu, parametry kapalná fáze jsou určeny jako parametry na mezi sytosti pomocí IAPWS-IF97 (funkce $f_{IF97,SL}$). Rovnice pro výpočet stavových parametrů jsou

$$s_l = f_{IF97,SL}(p), \quad (5.40)$$

$$s_g = \frac{s - y s_l}{1 - y}, \quad (5.41)$$

$$i_l = f_{IF97,SL}(p), \quad (5.42)$$

$$i_g = i_{0c} - i_{0c,ig} \left[1 - \exp \left(\frac{s_g - s_{1c} + R \times \ln \left(\frac{p}{p_{0c}} \right)}{c_p} \right) \right], \quad (5.43)$$

$$i = (1 - y)i_g + yi_l, \quad (5.44)$$

$$T_g = T_{0c} \times \exp \left(\frac{s_g - s_{0c} + R \times \ln \left(\frac{p}{p_{0c}} \right)}{c_p} \right), \quad (5.45)$$

$$\rho_g = \frac{p}{RT_g}. \quad (5.46)$$

$$\rho = \frac{\rho_g}{1 - y}. \quad (5.47)$$

Ad 3) Výpočet kritických parametrů

Program dále určuje kritické podmínky v hrdle dýzy definované kritickým průřezem A_* , který se určí jako $A_* = \min(A)$ minimalizačním algoritmem založeném na metodě zlatého řezu a parabolické interpolaci (funkce „fminbnd“ v programu Matlab). V hrdle se určuje kritický tlak p_* a průtok \dot{m}_* na základě hledání maxima funkce pro průtok $\dot{m}(p)$.

Ad 4,8) Programová smyčka

Následně program určí pro každou axiální pozici x tlak p , vlhkost y a termodynamickou ztrátu Δs .

Ad 5) Určení tlaku

V každé axiální pozici x se určí hodnota tlaku p tak, aby průtok $\dot{m}(p)$ byl shodný s kritickým průtokem v hrdle \dot{m}_* . Program hledá minimum funkce $\Delta \dot{m}(p) = \dot{m}(p) - \dot{m}_*$, pro které v minimu platí $\Delta \dot{m} = 0$. Jsou možné dvě řešení, podzvukové a nadzvukové. Program vybírá správné řešení dle polohy vůči hrdlu. V oblasti před hrdlem je vybráno podzvukové řešení a za hrdlem nadzvukové.

V případě SWS je omezen nárůst tlaku p_i v elementu i vůči tlaku v předchozím elementu p_{i-1} jako $p_i \leq p_{i-1}$. Tím dochází k oříznutí průběhu tlaku v okolí Wilsonova bodu, kde se přepíná rovnice stavu.

Ad 6) Určení vlhkosti

Vlhkost je nezbytné určit pouze pro modifikaci IGW. Nukleační rychlost J se stanoví na základě klasické nukleační teorie dle vztahu (4.8).

Počet nově vzniklých kapek N_{new} se v každém axiálním kroku Δx určí jako

$$N_{new} = J \frac{\Delta x}{c}. \quad (5.48)$$

Růst kapek je popsán Gyarmathyho rovnicí (4.21). Jedná se o obyčejnou diferenciální rovnici, pro její řešení byl použit řešič „ode45“ integrovaný v systému Matlab. Vlhkost y na výstupu z elementu se určí jako součet vlhkosti přicházející z předchozího elementu, popsaných počtem kapek N_{old} a poloměrem kapek r_{old} , a vlhkosti dané příspěvkem nově vzniklých kapek počtu N_{new} a kritického poloměru r_* dle vztahu

$$y = \frac{4}{3} \pi \rho_l (r_{old}^3 N_{old} + r_*^3 N_{new}), \quad (5.49)$$

kde ρ_l je hustota vody. Počet kapek N se určí jako

$$N = N_{new} + N_{old}. \quad (5.50)$$

Poloměr kapek r se určí průměrováním jako

$$r = \sqrt[3]{\frac{(N_{new} r_*^3 + N_{old} r_{old}^3)}{N}}. \quad (5.51)$$

Ad 7) Určení termodynamické ztráty

V případě modifikace výpočtu IGW je v každém elementu určen přírůstek entropie Δs pomocí vztahu dle Yeoha a Younga [112]

$$\Delta s = \frac{L}{T_s T_g} (T_s - T_g) \Delta y, \quad (5.52)$$

kde L je latentní teplo, T_s je teplota sytosti, T_g je teplota páry a Δy je přírůstek vlhkosti ve sledovaném elementu.

V případě modifikace výpočtu SWS se určí přírůstek entalpie skokově ve Wilsonově bodě Δh dle vztahu (4.37). V oblasti za Wilsonovým bodem je další nárůst termodynamické ztráty Δh popsán lineární závislostí na přírůstku vlhkosti vůči vlhkosti ve Wilsonově bodě Δy_w se směrnicí k_c , tzn.

$$\Delta h = k_c \Delta y_w. \quad (5.53)$$

Odpovídající nárůst entropie je Δs určen jako

$$\Delta s = \frac{\Delta h}{T_s}. \quad (5.54)$$

Ad 9) Ukončení výpočtu

V případě, že jsou spočteny sledované veličiny ve všech prostorových elementech, je výpočet ukončen.

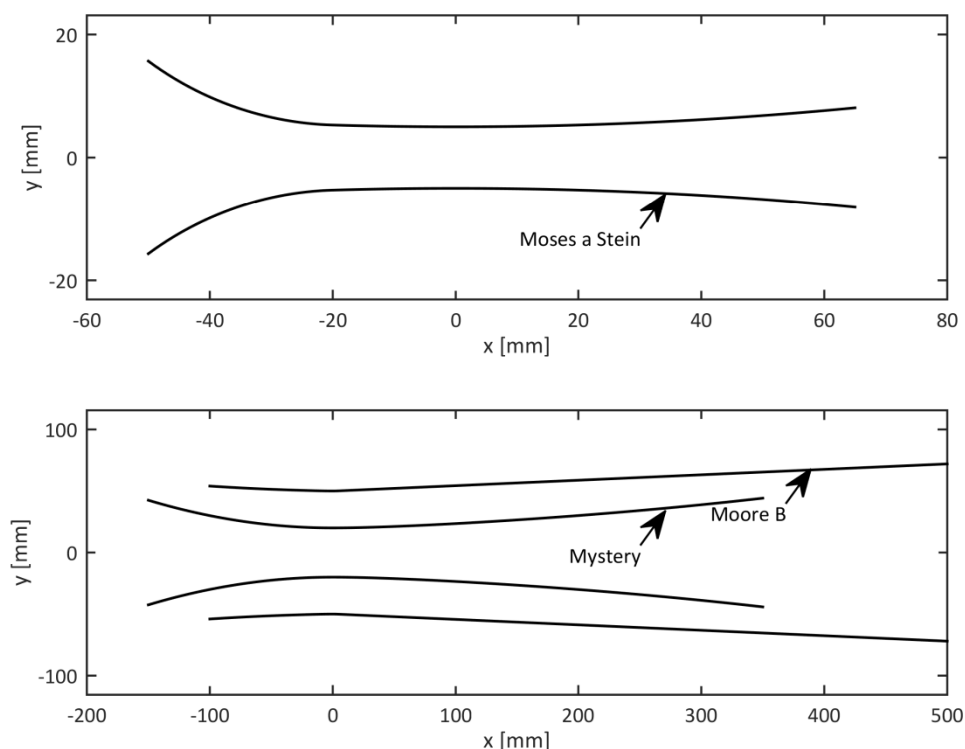
6 Výpočty proudění v dýzách s kondenzací

V této kapitole jsou aplikovány výpočetní postupy popsané v předchozí kapitole na geometriích Lavalových dýz. Výsledky jsou porovnány s experimentálními daty, je proveden rozbor termodynamických ztrát vlhkostí, jsou provedeny citlivostní studie na změnu parametrů modelu kondenzace, je zkoumána možnost aproximace výpočtů s kondenzací pomocí analytického modelu a je provedena kalibrace modelu kondenzace v Ansys CFX. Část výsledků programem COCHEM Flow byla sdílena v rámci výzkumné iniciativy „International Wet Steam Modelling Project“.

6.1 Geometrie a okrajové podmínky

Pro výpočty byly uvažovány geometrie a okrajové podmínky převzaté z výzkumné iniciativy „International Wet Steam Modelling Project“ [110]. První řešenou dýzou byla dýza měřená Mosesem a Steinem [80], druhou dýzou byla dýza měřená Moorem et al. [82] (dýza B). Poslední geometrií je dýza zvaná „Mystery“, u které neexistuje měření.

Geometrie řešených dýz jsou zobrazeny na Obr. 42. Hrdla všech dýz jsou umístěny v $x = 0 \text{ mm}$. Rozlišení strukturované sítě (obdélníkové elementy) použité pro výpočty pomocí Ansys CFX, počet trojúhelníkových elementů nestruturované sítě použité pro výpočty pomocí COCHEM Flow, počet elementů pro analytické výpočty, orientační hodnotu expanzní rychlost a velikost hrdel uvádí Tab. 4.



Obr. 42: Geometrie analyzovaných dýz

Geometrie	CFX - rozlišení sítě	COCHEM Flow – počet elementů	Analytický výpočet - počet elementů	Expanzní rychlost [s-1]	Velikost hrdla [mm]
Moses a Stein	550x121x121	20000	200	9000	10
Moore B	600x3x131	50000	200	2300	100
Mystery	800x3x111	20000	200	3500	40

Tab. 4: Velikost sítě, expanzní rychlost a velikost hrdla analyzovaných dýz

Velikost hrdla u dýzy Moses a Stein je poměrně malá, má pouhých 10 mm. To způsobuje poměrně významnou roli blokace kanálu vlivem mezní vrstvy, jak je zmíněno i v původním článku [80].

Okrajové podmínky a parametry ideálního plynu pro výpočty jsou uvedeny v Tab. 5. Jedná se o celkový tlak p_{0c} , celkovou teplotu T_{0c} , Poissonovu konstantu κ a specifickou plynovou konstantu R .

Výpočetní případ	p_{0c} [bar]	T_{0c} [K]	κ [-]	R [Jkg ⁻¹ K ⁻¹]
Moses a Stein C252	0.4005	374.3	1.32	458.8
Moses a Stein C257	0.6766	376.7	1.32	457.1
Moore B	0.2500	358.1	1.32	459.4
Mystery C1	1.1000	388.0	1.32	455.2
Mystery C2	1.1000	417.0	1.32	457.0

Tab. 5: Okrajové podmínky pro výpočty dýz

Plynová konstanta R byla určena pomocí vztahu

$$R = \frac{p_{0c} v_{0c}}{T_{0c}}, \quad (6.1)$$

$$v_{0c} = f_{IF97}(p_{0c}, T_{0c}). \quad (6.2)$$

6.2 Výsledky výpočtů

6.2.1 Průběhy základních veličin v osách dýz

Výpočty programem Ansys CFX byly provedeny s podmínkou nevazké stěny, podmínka „free slip wall“. To bylo zvoleno kvůli porovnatelnosti s ostatními výpočtovými metodami, které jsou nevazké (COCHEM Flow a analytický výpočet). U výpočtu Moses a Stein C252 byl proveden také výpočet s vazkou stěnou, podmínka „no slip wall“. Výpočty programem COCHEM Flow byly provedeny s uvažováním korekčního faktoru Gibbsovy volné energie $k_G = 1.3$ v rovnici pro nukleační rychlost J (4.11). V případě analytických výpočtů SWS byla použita hodnota rovnovážné vlhkosti ve Wilsonově bodě y_w a koeficient růstu termodynamické ztráty vlhkostí k_c získané na základě analytických výpočtů IGW.

Průběhy tlakového poměru p/p_{0c} a poloměru kapek r podél os dýz jsou pro jednotlivé výpočetní případy zobrazeny na Obr. 43 až Obr. 47. Na průbězích tlakového poměru jsou patrné oblasti nárůstu tlaku spojené s přechodem Wilsonova bodu. Je vidět, že všechny výpočetní metody predikují polohu Wilsonova bodu vůči experimentům spíše ve směru proti

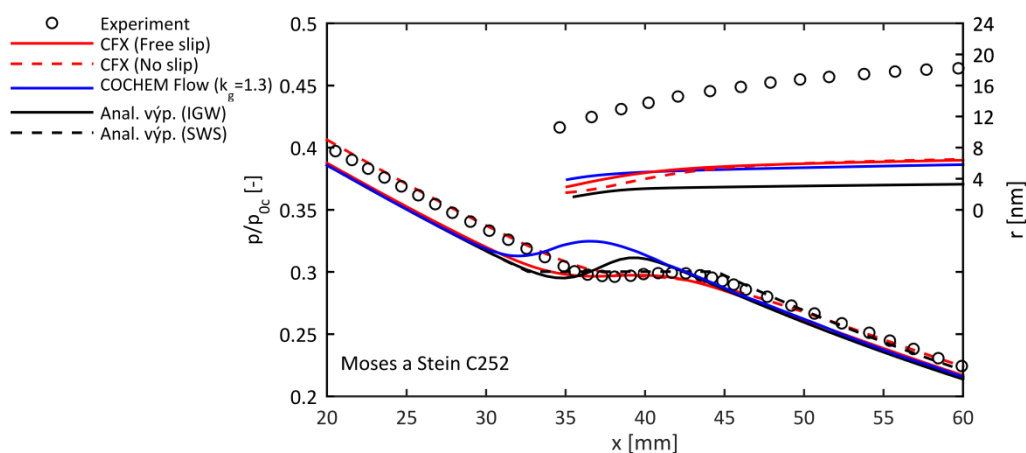
proudění. To je patrné zejména u výpočetního případu Moses a Stein C257. Na druhou stranu u výpočetního případu Moses a Stein C252 predikuje Ansys CFX poměrně dobrou shodu s experimentem.

Vliv vazkosti je znatelný u výpočetního případu Moses a Stein C252, kde jsou porovnány výpočty pomocí Ansys CFX s uvažováním podmínky nevazké stěny „free slip wall“ a vazké stěny „no slip wall“. V případě výpočtu s vazkou stěnou je dosaženo lepší shody s experimentem z pohledu průběhu tlakového poměru. V důsledku blokace kanálu vlivem mezních vrstev dochází k posunu tlaku do vyšších hodnot. To vede k posunu Wilsonova bodu směrem po proudu, což je nejlépe patrné z polohy maxima podchlazení ΔT zobrazeném na Obr. 48. Vliv na predikovaný poloměr kapek je minimální.

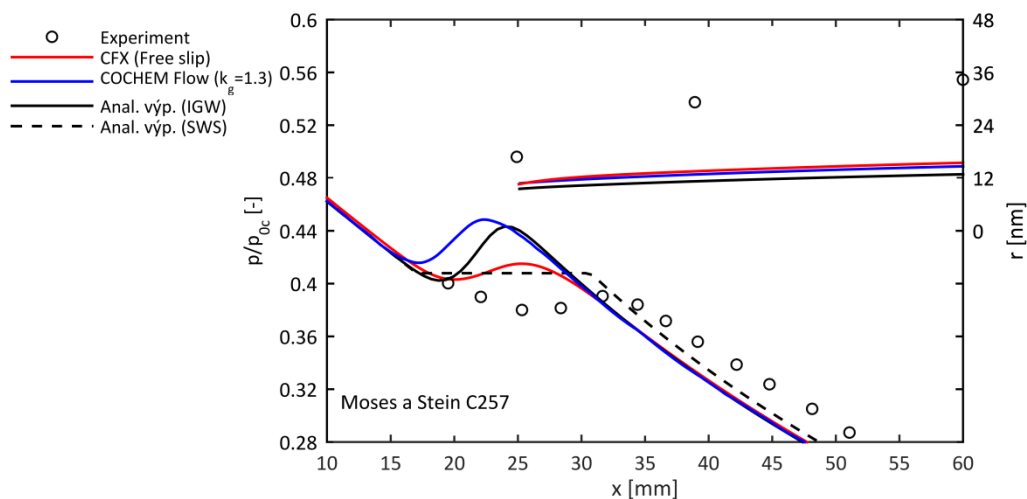
Poloměry kapek predikované všemi výpočetními metodami jsou znatelně menší než poloměry získané experimenty. Všechny metody používají Gyarmathyho model rychlosti růstu kapek dle (4.21). Zvýšení výsledné velikosti kapek lze ovlivnit zvýšením rychlosti jejich růstu. K tomu lze využít Youngův model rychlosti růstu kapek dle (4.22) s aplikací volného parametru α , což bude blíže rozebráno níže.

Analytický výpočet IGW predikuje pro výpočetní případ Moore B výrazně menší poloměr kapek jak vůči experimentu, tak i ostatním výpočetním metodám. To pravděpodobně souvisí s tím, že má dýza Moore B v oblasti hrdla skok křivosti vyvolávající výrazný dvoudimenzionální charakter proudění. To je vidět na Obr. 49 a Obr. 50, kde jsou zobrazeny kontury tlaku získané výpočtem pomocí programu COCHEM Flow a nukleační rychlost J v ose dýzy pro výpočetní případ Moore B. Vlivem nerovnoměrnosti tlakového pole se odlišují průběhy nukleační rychlosti, která u analytického výpočtu dosahuje maxim zhruba o čtyři řády vyšších. To vede v důsledku k tomu, že analytický výpočet predikuje větší množství menších kapek.

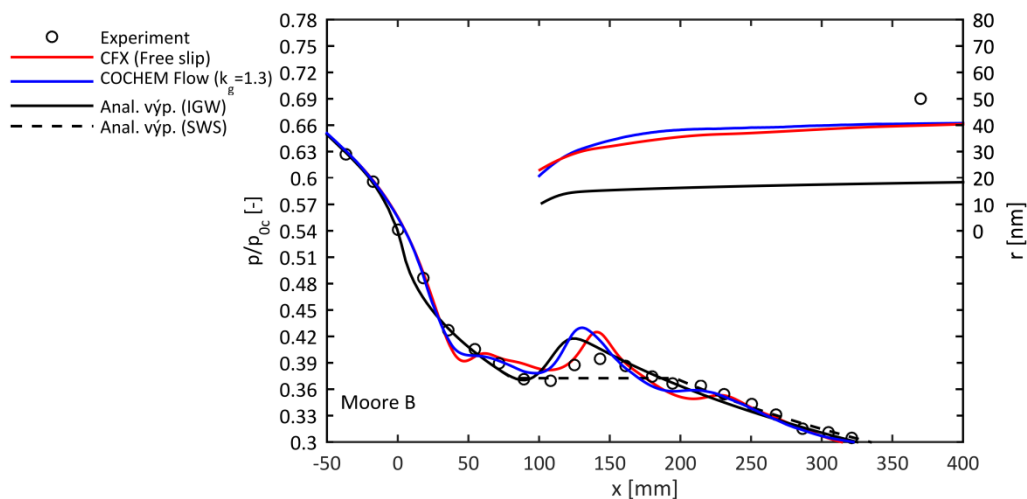
Na Obr. 46 zobrazujícího průběhy tlaků v ose dýzy pro výpočetní případ Mystery C1 u analytického výpočtu IGW patrné oříznutí tlaku v oblasti Wilsonova bodu. To je způsobeno nedokonalostí v konstrukci iteračního procesu, protože program limituje v oblasti za hrdlem $x > 0$ tlak p na maximální hodnotu tlaku v hrdle p_* , což zkresluje výsledky.



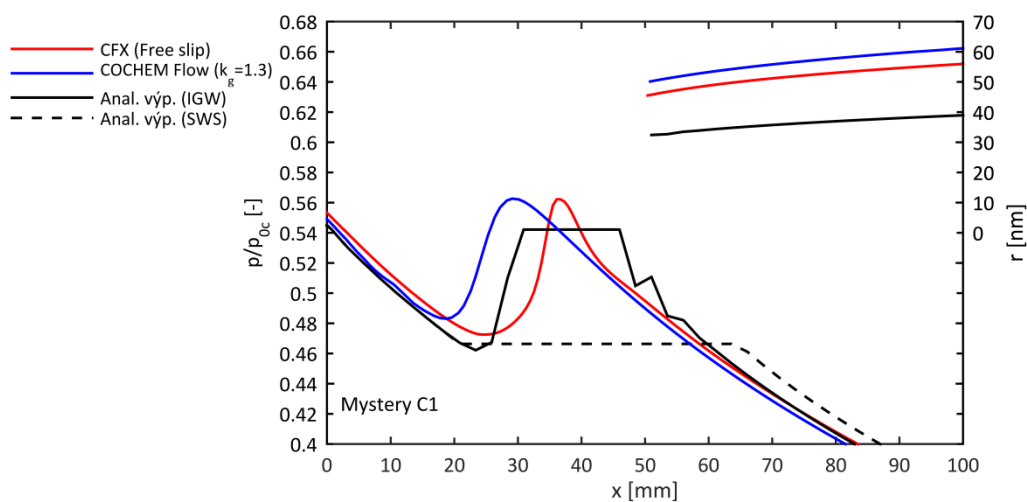
Obr. 43: Průběh tlaku a velikost kapek pro případ Moses a Stein C252



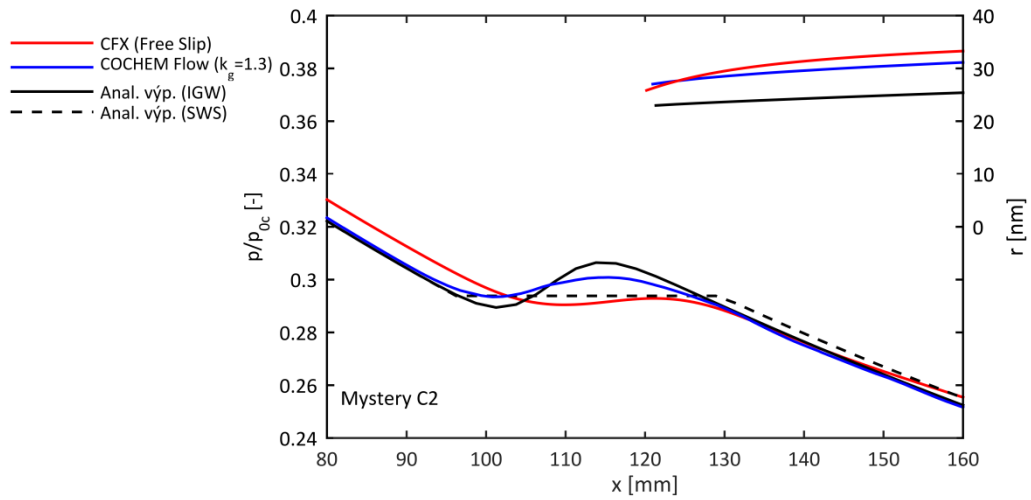
Obr. 44: Průběh tlaku a velikost kapek pro případ Moses a Stein C257



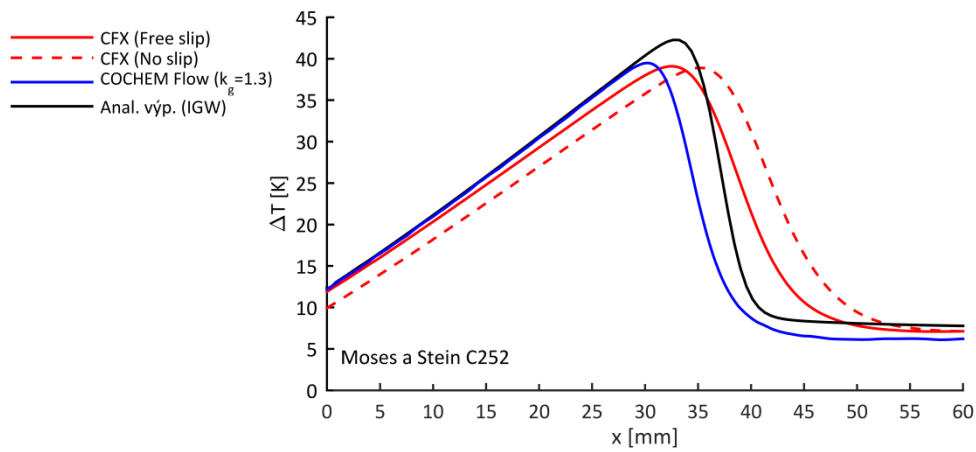
Obr. 45: Průběh tlaku a velikost kapek pro případ Moore B



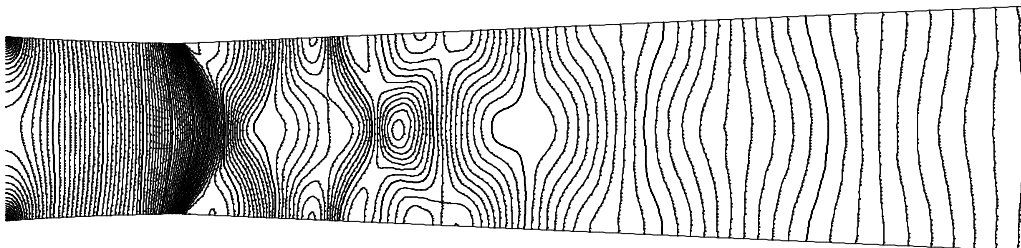
Obr. 46: Průběh tlaku a velikost kapek pro případ Mystery C1



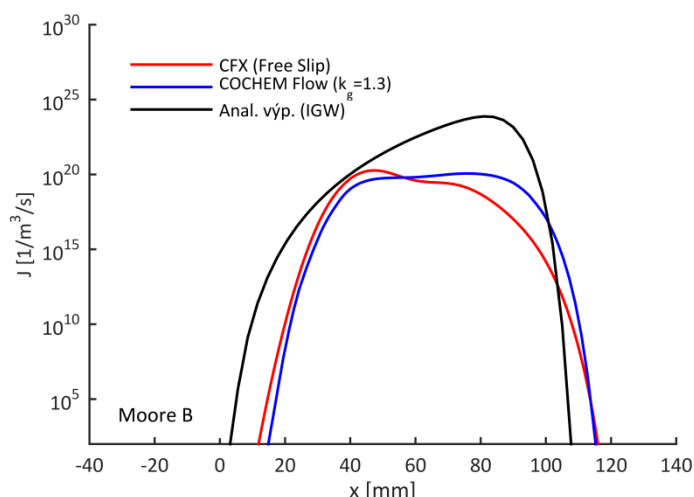
Obr. 47: Průběh tlaku a velikost kapek pro případ Mystery C2



Obr. 48: Průběh podchlazení pro případ Moses a Stein C252



Obr. 49: Kontury tlaku pro případ Moore B získaný pomocí COCHEM Flow



Obr. 50: Nukleační rychlost pro případ Moore B

6.2.2 Porovnání modifikací analytických výpočtů

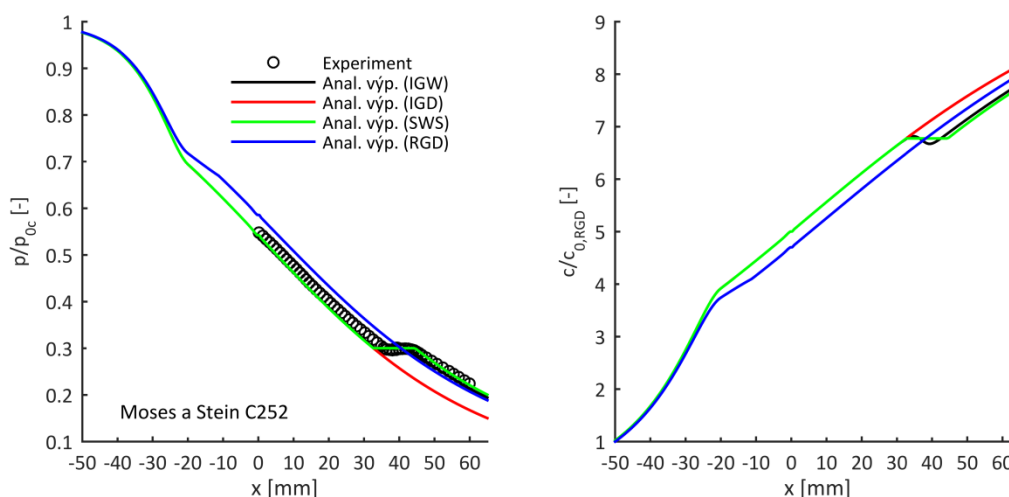
Porovnání průběhů tlakového poměru p/p_{0c} a poměru rychlostí $c/c_{0,RGD}$, kde $c_{0,RGD}$ značí vstupní rychlost získanou výpočtem RGD, jsou zobrazeny pro výpočetní případy Moses a Stein C252 a Mystery C2 na Obr. 51 a Obr. 52. Všechny výpočty dávají v přední části dýzy, než je dosažena mez sytosti, přibližně shodné výsledky. Za mezí sytosti jsou již rozdíly větší. Výpočty RGD predikují vyšší hodnoty tlaku a nižší rychlosti než ostatní výpočty. Za Wilsonovým bodem se výsledky SWS přibližují k výsledkům RGD a IGW. Rozdíly mezi výpočty RGD a IGW jsou v oblasti za Wilsonovým bodem nižší u výpočetního případu Mystery C2. To je dáno tím, že je bodu sytosti dosaženo ještě před hrdlem dýzy a proto je u všech výpočtů uvažováno přibližně shodné kritické množství, což neplatí u výpočetního případu Moses a Stein C252. To ukazuje, že vlivem přepnutí rovnice stavu v oblasti podchlazené páry použitým ve výpočtech SWS, lze dosáhnout lepší predikce parametrů proudového pole než při použití rovnovážných parametrů páry dle IAPWS-IF97 použitých v RGD.

Vlivem nerovnovážných parametrů v oblasti hrdel dýz dochází k rozdílům v kritickém tlakovém poměru $(p/p_{0c})_*$ a kritickém průtočném množství m_* . Kritické tlakové poměry $(p/p_{0c})_*$ a relativní odchylku kritického průtočného množství výpočtů IGW vůči RGD $\delta m_{*,IGW}$ uvádí Tab. 6. Odchytky kritického průtočného množství jsou zhruba v rozmezí 2 až 4%. Je tedy vidět, že vlivem nerovnovážných parametrů dochází k odchylkám kritických poměrů v hrdle. To má analogický význam pro volbu Poissonovy konstanty κ u rovnice pro nadzvukový odklon proudu (2.41) použitou v proudovém výpočtu. V oblasti podchlazené páry je proto vhodné použít $\kappa \approx 1.32$ platné také pro přehřátou páru namísto používané $\kappa \approx 1.12$.

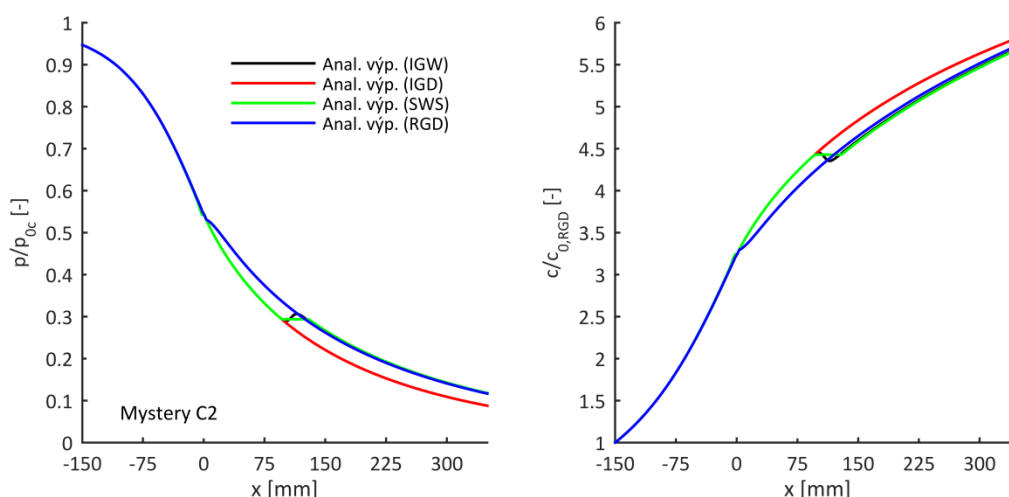
Výpočetní případ	$(p/p_{0c})_{*,IGW} [-]$	$(p/p_{0c})_{*,RGD} [-]$	$\delta m_{*,IGW} [-]$
Moses a Stein C252	0.542	0.586	2.1%
Moses a Stein C257	0.542	0.581	3.8%
Moore B	0.542	0.585	3.0%
Mystery C1	0.542	0.580	4.0%
Mystery C2	0.542	0.542	0.1%

Tab. 6: Kritické poměry v hrdlech analyzovaných dýz

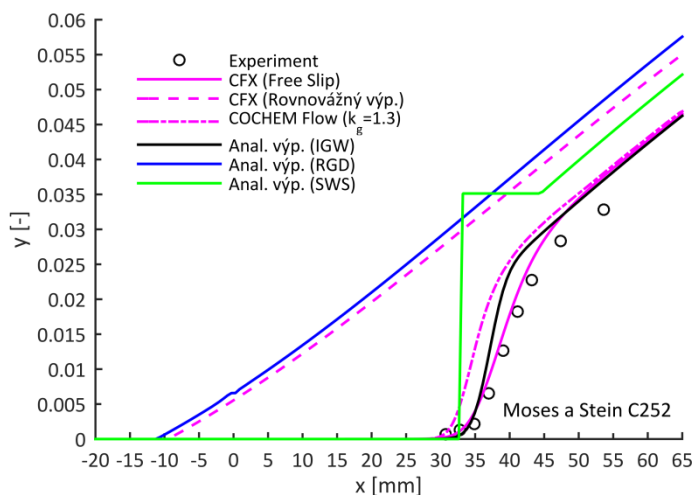
Průběhy vlhkosti v ose dýzy pro výpočetní případ Moses a Stein C252 jsou uvedeny na Obr. 53. Zde je vidět, že rovnovážné výpočty (RGD, Ansys CFX-rovnovážný výp.) predikují vyšší vlhkost než výpočty uvažující nerovnovážné parametry páry. U SWS vlhkost skokově roste ve Wilsonově bodě na hodnotu rovnovážné vlhkosti, ta je v oblasti za Wilsonovým bodem nižší než u RGD vlivem termodynamické ztráty vlhkostí a spjaté s nárůstem entropie. Porovnání mezi jednotlivými modifikacemi analytického výpočtu ukazuje, že úpravou rovnice stavu v oblasti podchlazené páry lze dosáhnout lepší predikce proudového pole než při použití pouze rovnovážných parametrů páry. Dále je vidět, že dochází také k ovlivnění kritických poměrů v hrdlech dýz. To má význam pro případnou úpravu proudového výpočtu pro předběžný návrh turbínových stupňů pracujících v okolí meze sytosti nebo Wilsonovy linie. To by mělo smysl v případě náhrady kontrolních 3D CFD rovnovážných výpočtů nerovnovážnými. Postup aplikovaný v analytickém výpočtu SWS lze analogicky aplikovat do proudového výpočtu (úpravou rovnic stavu, úpravou nadzvukového odklonu proudu a aplikací termodynamické ztráty vlhkostí)



Obr. 51: Porovnání analytických výpočtů pro případ Moses a Stein C252



Obr. 52: Porovnání analytických výpočtů pro případ Mystery C2



Obr. 53: Porovnání průběhů vlhkostí pro případ Moses a Stein C252

6.2.3 Vliv změněných parametrů modelu proudění s kondenzací

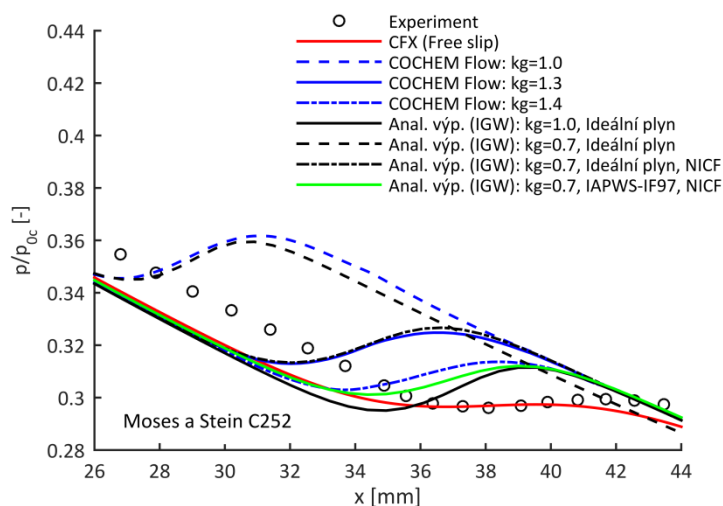
6.2.3.1 Vliv úprav nukleační rychlosti a stavové rovnice

Z porovnání průběhů tlakového poměru a poloměru kapek pro výpočetní případ Moses a Stein C252 na Obr. 43 plynou rozdíly mezi výpočty pomocí Ansys CFX, COCHEM Flow a analytickým výpočtem IGW. Tyto rozdíly jsou do určité míry dány rozdíly v rovnicích pro nukleační rychlost a rovnicích stavu. V COCHEM Flow je použit výpočet nukleační rychlosti pomocí klasické nukleační teorie s uvažováním korekčního faktoru Gibbsovy volné energie $k_G = 1.3$ a rovnice ideálního plynu. V Ansys CFX je použit výpočet nukleační rychlosti dle klasické nukleační teorie modifikované pomocí neizotermického korekčního faktoru dle Kantrowitze (NICF) a stavové parametry jsou určovány dle IAPWS-IF97. Analytický výpočet IGW používá pro výpočet nukleační rychlosti klasickou nukleační teorii bez korekcí a rovnice ideálního plynu.

Analytický výpočet IGW je snadno upravitelný a byl proto modifikován za účelem sledování citlivosti výsledků na modifikace rovnice pro nukleační rychlost a rovnic stavu. Rovnice pro nukleační rychlost byla rozšířena pro možnost zavedení neizotermického korekčního faktoru a korekčního faktoru Gibbsovy volné energie k_G . Dále byl kód rozšířen o možnost přepnutí rovnice stavu z ideálního plynu na IAPWS-IF97 (metastabilní parametry).

Tyto změny byly aplikovány na výpočetním případě Moses a Stein C252. Dále byly provedeny výpočty v programu COCHEM Flow s aplikací faktoru $k_G = \{1.0; 1.3; 1.4\}$. Výsledné průběhy tlakového poměru p/p_{0c} jsou zobrazeny na Obr. 54. Analytický výpočet IGW s $k_G = 1.0$ a ideálním plynem predikuje polohu Wilsonova bodu obdobně jako Ansys CFX. COCHEM Flow se základním nastavením $k_G = 1.3$ predikuje polohu Wilsonova bodu směrem proti směru proudění. Při snížení faktoru k_G v COCHEM Flow z $k_G = 1.3$ na $k_G = 1.0$ se posouvá poloha Wilsonova bodu dále proti směru proudění. To odpovídá zhruba analytickému výpočtu s $k_G = 0.7$. Následnou aplikací neizotermického korekčního faktoru se posouvá poloha Wilsonova bodu do polohy odpovídající zhruba výpočtu COCHEM Flow s $k_G = 1.3$. Následnou náhradou rovnic ideálního plynu rovnicemi dle IAPWS-IF97 dochází k dalšímu posunu polohy Wilsonova bodu směrem po proudu na hodnotu odpovídající přibližně výpočtu pomocí Ansys CFX a COCHEM Flow s $k_G = 1.4$.

Pro tento výpočetní případ tedy zhruba platí, že zavedení neizotermického korekčního faktoru odpovídá zvýšení korekčního faktoru Gibbsovy volné energie o $\Delta k_G = 0.3$ a že náhradě rovnic stavu z ideálního plynu na IAPWS-IF97 odpovídá nárůst korekčního faktoru Gibbsovy volné energie o $\Delta k_G = 0.1$. To naznačuje, že při aplikaci rovnice stavu dle IAPWS-IF97 a neizotermického korekčního faktoru by program COCHEM Flow predikoval polohu Wilsonova bodu blíže výsledkům Ansys CFX bez nutnosti použití korekčního faktoru Gibbsovy volné energie k_G .



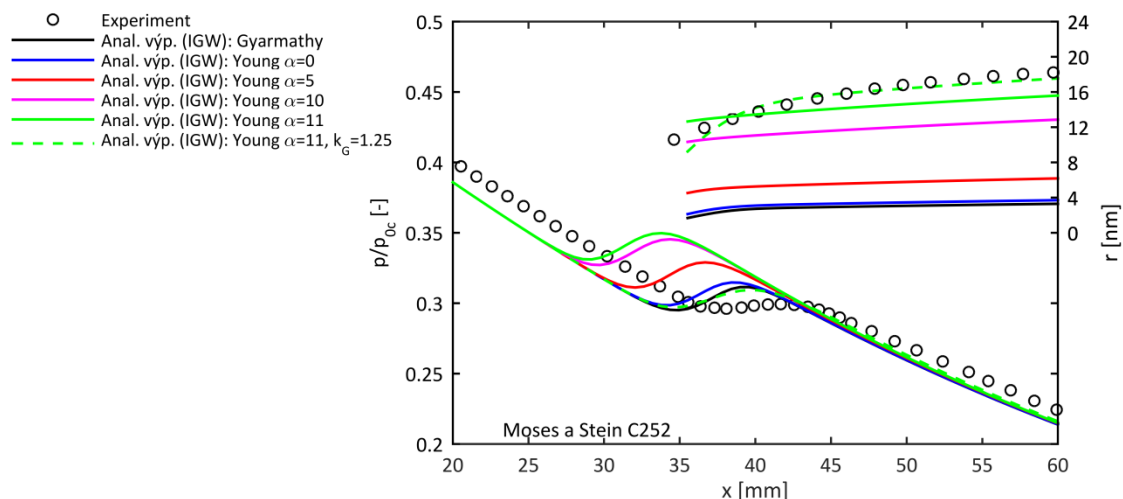
Obr. 54: Vliv úprav nukleačního modelu a rovnice stavu pro případ Moses a Stein C252

6.2.3.2 Vliv úprav modelu růstu kapek

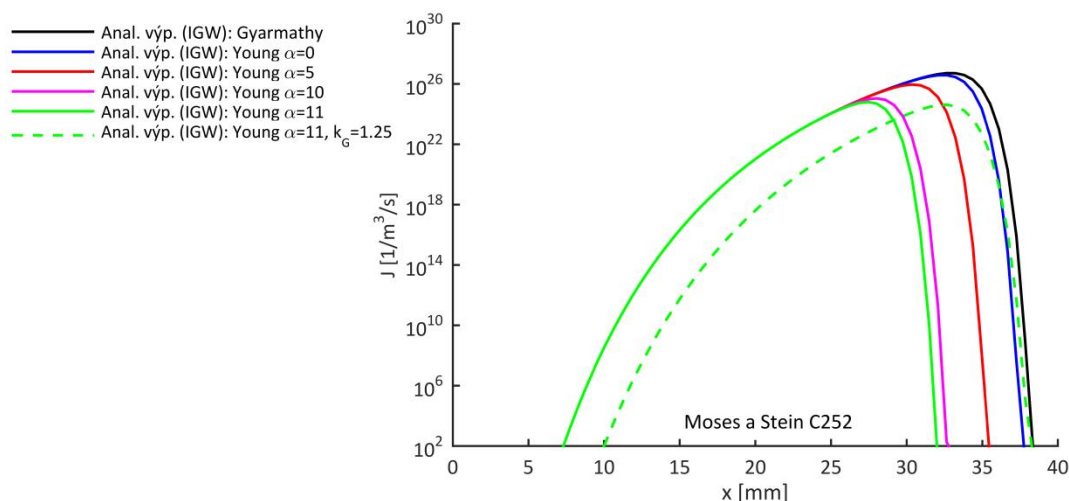
Z porovnání průběhů tlakového poměru a poloměru kapek s experimenty uvedených na Obr. 43 až Obr. 45 vyplývá, že všechny použité výpočetní postupy predikují vůči experimentům nižší poloměr kapek. Analytický výpočet IGW byl upraven tak, že k modelu růstu kapek dle Gyarmathyho (4.21) byla přidána možnost výpočtu pomocí modelu růstu dle Younga (4.22). Parametry β a q_c jsou uvažovány $\beta = 0$ a $q_c = 1$. Parametr α je použit k ovlivnění rychlosti růstu poloměru kapek. Pro demonstraci vlivu úprav modelu růstu kapek byl zvolen výpočetní případ Moses a Stein C252. Vypočtené průběhy tlakových poměrů p/p_{0c} , velikosti kapek r a nukleační rychlosti J jsou zobrazeny na Obr. 55 a Obr. 56.

Je vidět, že při použití parametru $\alpha = 0$ predikuje Youngův model podobné výsledky jako Gyarmathyho. Při dalším nárůstu parametru α se zvětšuje rychlost růstu kapek a v důsledku toho roste jejich poloměr kapek. Posouvá se ale také poloha Wilsonova bodu směrem proti proudu. Na průbězích nukleační rychlosti je patrné, že klesá její maximum a tedy klesá množství kapek. Pro dosažení dobré shody s experimentem byla nastavena hodnota $\alpha = 11$. Pro zachování polohy Wilsonova bodu byla snížena nukleační rychlost aplikací korekčního faktoru Gibbsovy volné energie $k_G = 1.25$ v rovnici pro nukleační rychlost.

Tento příklad ukazuje, že aplikace Youngova modelu růstu kapek do výpočetních modelů proudění s kondenzací může být výhodná, protože umožňuje ovlivnit velikost kapek volitelným parametrem α a kalibrovat tak model vůči experimentům. Dále je vidět, že kalibrace růstového modelu by měla probíhat společně s kalibrací nukleačního modelu.



Obr. 55: Vliv kalibrace modelu růstu kapek na průběh tlaku a velikost kapek pro případ Moses a Stein C252



Obr. 56: Vliv kalibrace modelu růstu kapek na průběh nukleační rychlosti pro případ Moses a Stein C252

6.2.4 Rozbor ztrát a vliv expanzní rychlosti na vybrané veličiny

Na Obr. 57 jsou zobrazeny expanzní čáry pro výpočetní případy Moses a Stein C252 a C257 získané analytickými výpočty a pomocí Ansys CFX. V případě Moses a Stein C252 byly přidány zároveň výsledky rovnovážného výpočtu. Výsledky výpočtů v COCHEM Flow nebyly vykresleny z toho důvodu, že entropie není výstupní veličinou programu. V případě analytického výpočtu IGW je modelován nárůst entropie v jednotlivých elementech pomocí vztahu (5.52). V případě analytického výpočtu SWS je modelován skokový nárůst entalpie pomocí vztahu (4.37) a následný lineární nárůst dle (5.53). V případě Ansys CFX byly určeny parametry směsi i, s na základě vypočtených parametrů parní fáze i_g, s_g , kapalně fáze i_l, s_l a vlhkosti y pomocí vztahů

$$i = (1 - y)i_g + yi_l, \quad (6.3)$$

$$s = (1 - y)s_g + ys_l. \quad (6.4)$$

Je vidět, že zjednodušený přístup k modelování termodynamické ztráty použitý v analytickém výpočtu SWS je použitelnou aproximací přístupu použitého v IGW.

U Ansys CFX je vidět vyšší nárůst entropie a prokmity v průbězích expanzních čar. To je dáno tím, že v matematickém modelu použitým v Ansys CFX není řešena energetická rovnice přímo pro směs, ale jen pro jednotlivé fáze. To vede k určitým nepřesnostem. Vyhodnocení ztrát z takto získaných expanzních čar není proto vhodné.

Pro porovnání ztrát mezi jednotlivými výpočty byla u Ansys CFX a COCHEM Flow aplikována pro výpočet termodynamické ztráty Δh rovnice (4.35) analogická k postupu použitým v analytickém výpočtu IGW. Výsledky jsou zobrazeny na Obr. 58. Je patrný poměrně prudký nárůst ztrát v okolí Wilsonova bodu spojený s tvorbou nových kapek. Další nárůst ztrát je mírnější, přibližně lineární, a je dán kondenzací páry na vzniklých jádrech. U některých případech tvoří, například u výpočetního příkladu Moses a Stein C252, významnou část celkové ztráty. Velikost termodynamické ztráty se výrazně liší pro jednotlivé výpočetní případy a pohybuje se zhruba v rozmezí 3 až 7 kJ/kg. Její velikost závisí na predikované poloze Wilsonova bodu. Jelikož COCHEM Flow predikuje polohu Wilsonova bodu dříve než Ansys CFX, je i ztráta nižší. Pomocí přístupu modelování ztráty použitou v SWS je možné aproximovat výsledky výpočtu IGW, její hodnota je však závislá na poloze Wilsonova bodu definovaného rovnovážnou vlhkostí y_w a předpokládané směrnicí nárůstu termodynamické ztráty k_c .

Výsledky výpočtů proudění s kondenzací jsou do značné míry závislé na expanzní rychlosti \dot{P} definované rovnicí (4.24). Na Obr. 59 jsou zobrazeny její průběhy pro jednotlivé dýzy v závislosti na poměrné vzdálenosti od hrdla x/x_{out} . Průběhy expanzní rychlosti jsou u jednotlivých metod podobné, proto jsou vyobrazeny jen výsledky získané pomocí Ansys CFX. Pouze u dýzy Moore B se průběhy významněji liší, proto jsou zde uvedeny i výsledky ostatních programů. Zvolené charakteristické expanzní rychlosti pro další vyhodnocení jsou zobrazeny na Obr. 59 křížkem, které jsou zvoleny v pozici těsně před Wilsonovým bodem.

Na Obr. 60 jsou zobrazeny závislosti vybraných veličin v závislosti na expanzní rychlosti \dot{P} . Jsou zde zobrazeny grafy pro termodynamickou ztrátu vlhkostí na výstupu z dýzy Δh_{out} , směrnicí růstu termodynamické ztráty k_c , podchlazení ve Wilsonově bodě ΔT_w , zbytkové podchlazení na výstupu z dýzy ΔT_{out} , rovnovážnou vlhkost ve Wilsonově bodě y_w a velikost kapek na výstupu z dýzy r_{out} .

U případů Mystery C1 a C2 dosahuje expanzní rychlost přibližně hodnot 4000 s^{-1} , u případu Moore B je 5000 s^{-1} , u Moses a Stein C257 je 9500 s^{-1} a u Moses a Stein C252 je 11500 s^{-1} . Jsou zde patrné trendy jednotlivých veličin. Termodynamická ztráta roste s expanzní rychlostí přibližně dvojnásobně ve sledovaném rozsahu. To přímo souvisí s polohou Wilsonova bodu popsaného podchlazením ve Wilsonově bodě nebo rovnovážnou vlhkostí ve Wilsonově bodě. Zároveň s expanzní rychlostí roste zbytkové podchlazení ΔT_{out} s jehož nárůstem souvisí rychlost růstu ztrát v oblasti za Wilsonovým bodem popsanou koeficientem k_c . S rostoucí expanzní rychlostí se mění struktura kapalně fáze, roste počet kapek a klesá jejich poloměr.

Shrnutí hodnot termodynamických ztrát dle různých vzorců je uvedeno v Tab. 7. Je použit vztah (4.35), tj.

$$\Delta h = \int_0^y \frac{L\Delta T}{T_g} dy, \quad (6.5)$$

dále jsou použity vztahy (4.34) a (4.30) vyjadřující ztracený výkon a pomocí vztahu (4.31) převedeny do tvarů

$$\Delta h = \frac{1}{\dot{m}} \int_V L \dot{m}_{gd} \left(\frac{1}{T_g} - \frac{1}{T_s} \right) T_s dV, \quad (6.6)$$

$$\Delta h = \frac{1}{\dot{m}} \int_V L \dot{m}_{gd} \left(\frac{1}{T_g} - \frac{1}{T_d} \right) T_m dV. \quad (6.7)$$

Geometrie a označení okrajových podmínek	Δh [kJ/kg]				
	Dle (4.35)			Dle (6.6)	Dle (6.7)
	Anal. výp. IGW	COCHEM Flow, $k_g = 1.3$	Ansys CFX	Ansys CFX	Ansys CFX
Moses a Stein C252	6.8	5.9	7.0	7.0	5.3
Moses a Stein C257	4.8	4.5	5.3	5.3	4.5
Moore B	3.8	3.9	4.1	3.9	3.4
Mystery C1	3.0	3.3	3.6	3.6	3.3
Mystery C2	3.9	3.9	4.3	4.1	3.7

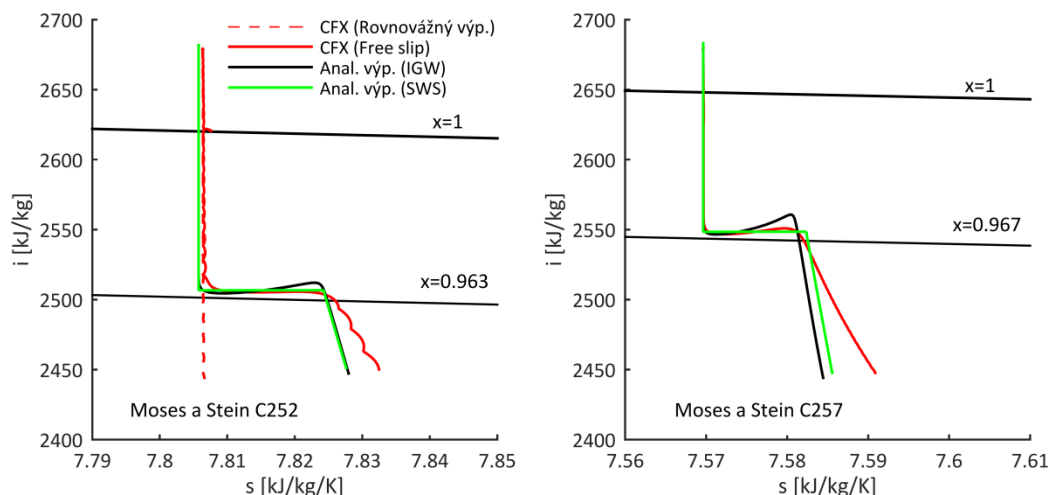
Tab. 7: Termodynamické ztráty v dýzách

Je vidět, že vzhledem k predikovaným polohám Wilsonových bodů se v případě aplikace vzorce (4.35) projevuje zpravidla nejnižší ztráta u COCHEM Flow, poté u analytického výpočtu a následně u Ansys CFX. Porovnáním výsledků Ansys CFX dle vzorců (6.6) a (6.7) zjistíme, že oba jsou vzorce prakticky zaměnitelné. Určité odchylky se projevují u výpočetních případů Moore B a Mystery C2, které mohou souviset s dvourozměrným charakterem proudového pole. Výpočet dle vzorce (6.7) dává nižší hodnotu termodynamických ztrát vůči vzorcí (6.6), rozdíly jsou větší u dýz s vyšší expanzní rychlostí (Moses a Stein) než u dýz s nižší expanzní rychlostí (Moore B, Mystery). Geometrická místa vzniku ztrát lze vizualizovat pomocí veličiny produkce entropie \dot{S} dle rovnice (4.27). Na Obr. 61 je tato veličina zobrazena pro případ Moore B.

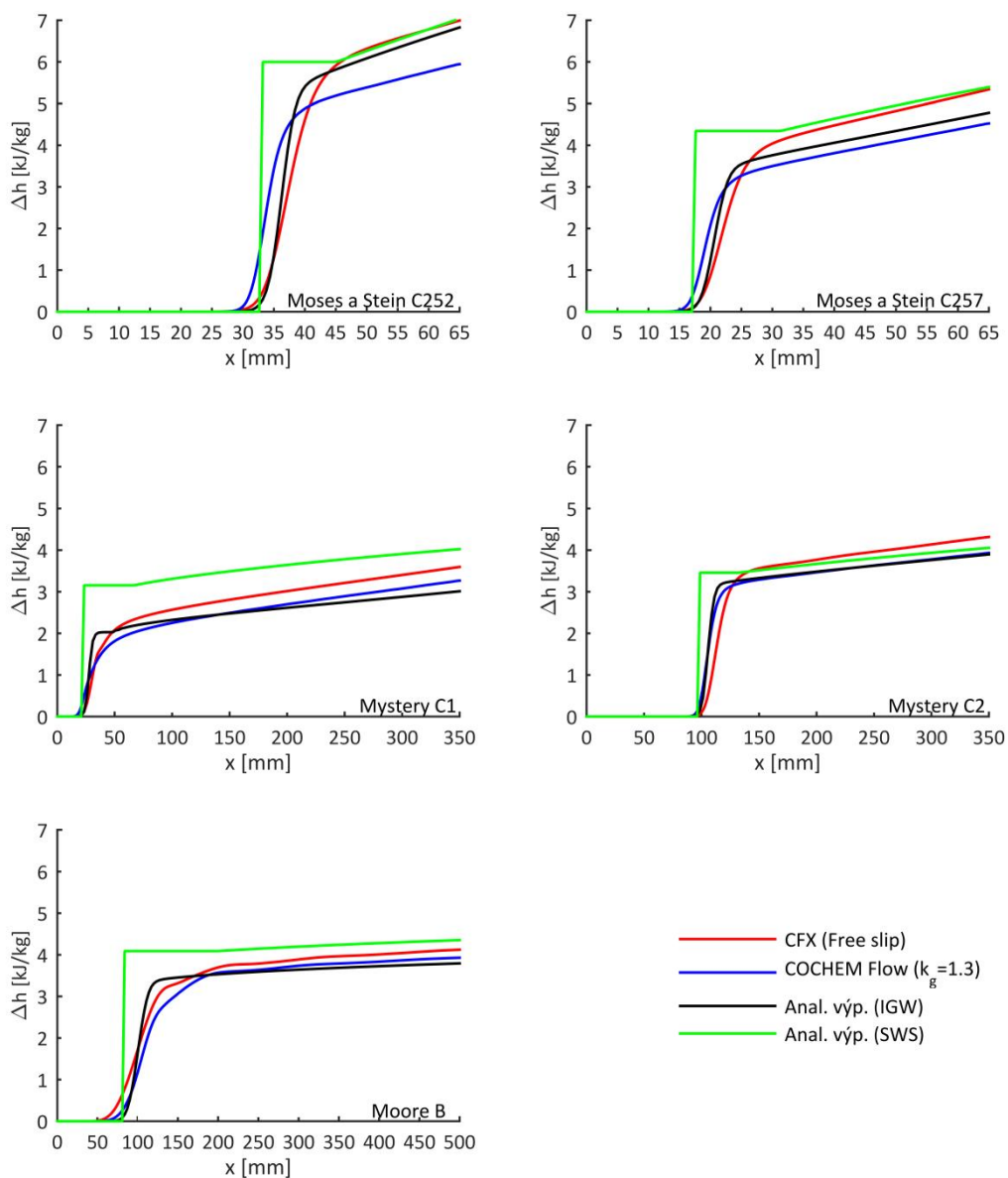
Představu o významu termodynamické ztráty vlhkostí uvedených v Tab. 7 udává následující úvaha. Pro stupeň se středním průměrem $D_m = 2 \text{ m}$, otáčkami $n = 50 \text{ s}^{-1}$ a rychlostním poměrem $(u/c_{is})_m = 0.7$ typickém pro koncepci přetlakového stupně lze izoetropický spád h_{is} vyčíslit jako

$$h_{is} = \frac{1}{2} \left(\frac{\pi D_m n}{(u/c_{is})_m} \right)^2 \cong 100 \text{ kJ/kg} \quad (6.8)$$

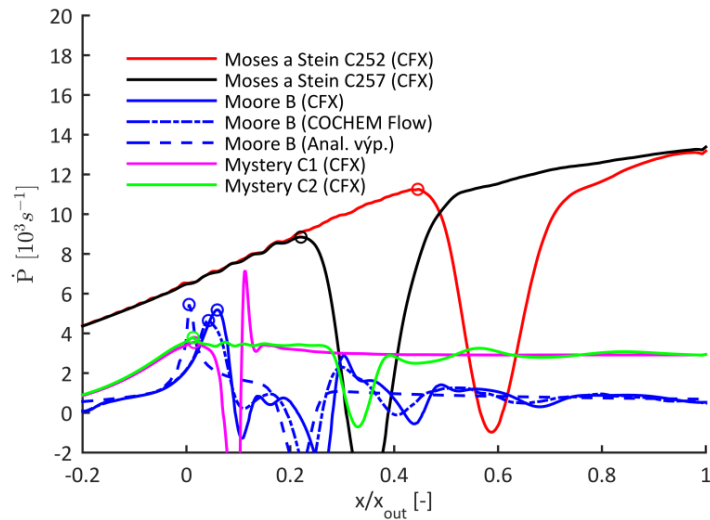
Pro takovýto stupeň by hodnota termodynamické ztráty $\Delta h = 1 \text{ kJ/kg}$ odpovídala 1% ztrátě stupně.



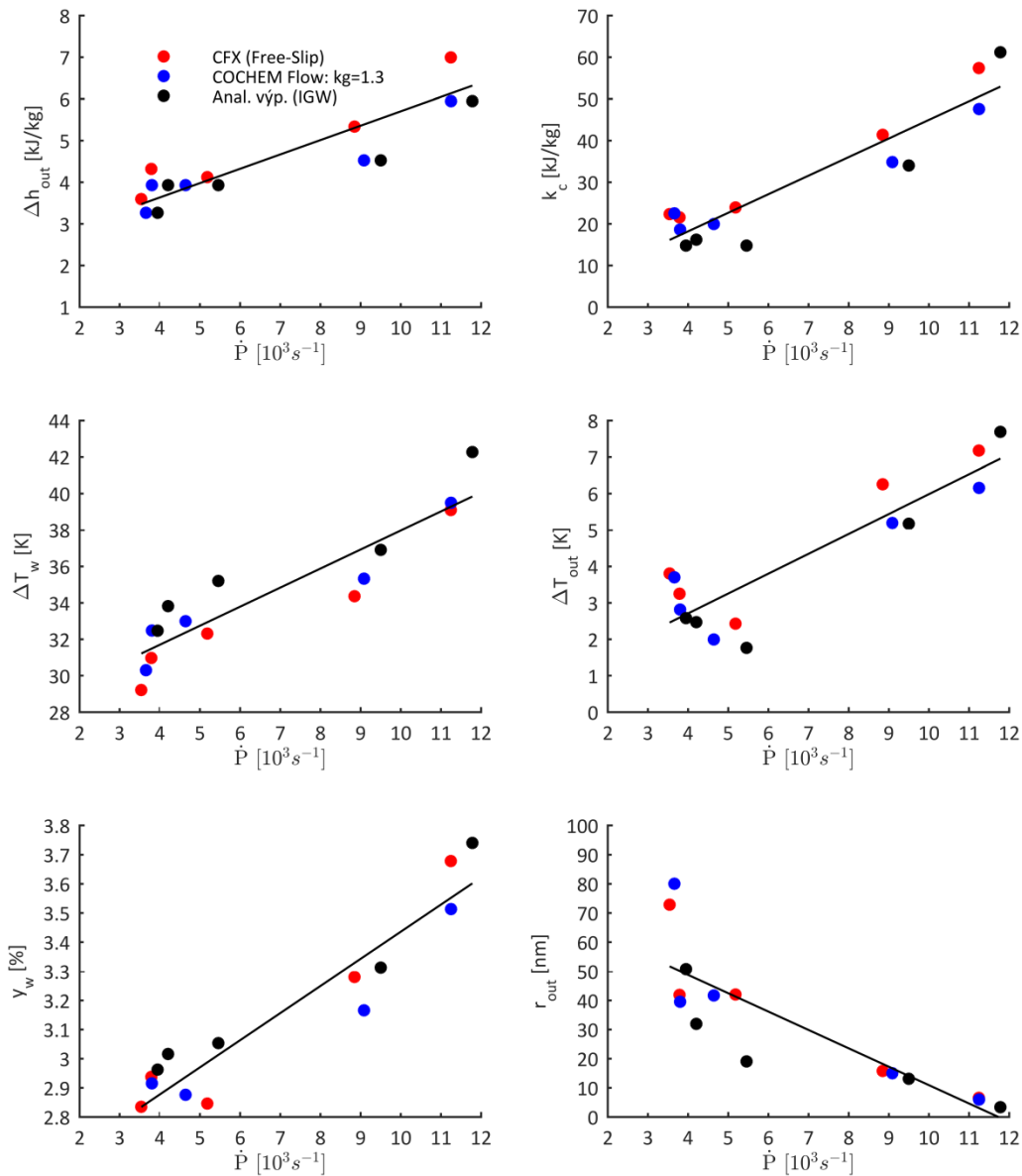
Obr. 57: i-s diagram pro výpočetní případy Moses a Stein C252 a C257



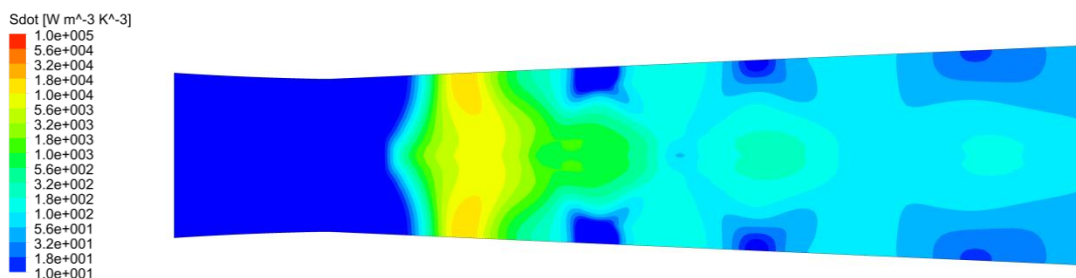
Obr. 58: Průběhy termodynamické ztráty vlhkostí v dýžích



Obr. 59: Průběhy expanzní rychlosti v dýzách



Obr. 60: Vliv expanzní rychlosti na vybrané veličiny při kondenzaci v dýzách



Obr. 61: Produkce entropie pro výpočetní případ Moore B

6.2.5 Kalibrace modelu kondenzace v Ansys CFX

Výsledky výpočtů pomocí Ansys CFX s výchozím nastavením modelu kondenzace (model nukleace a rychlosti růstu kapek) zobrazené na Obr. 43 až Obr. 47 predikují vůči experimentům polohu Wilsonova bodu spíše předčasně a také menší poloměr kapek. Výsledky výpočtů stejných testovacích případů in-house kódy jiných autorů jsou uvedeny v [100]. Ukazuje se, že pomocí jiných kódů lze dosáhnout lepší shody s experimenty z pohledu polohy Wilsonova bodu i velikosti kapek než pomocí Ansys CFX s výchozím nastavením modelu kondenzace. Bylo proto přistoupeno ke kalibraci modelu kondenzace v Ansys CFX za pomoci uživatelsky definovaných vztahů pro rychlost nukleace a rychlost růstu kapek.

Aplikovaná uživatelsky definovaná rychlost nukleace vychází ze vztahu (4.13), tzn. vztahu založenému na klasické nukleační teorii s uvažováním neizotermické korekce, tj.

$$J = \frac{\alpha_k}{1 + \varepsilon} \sqrt{\frac{2\sigma}{\pi m_m^3} \frac{\rho_g^2}{\rho_l}} \exp\left(-k_G \frac{4\pi r_*^2 \sigma}{3kT_g}\right), \quad (6.9)$$

do níž byl přidán korekční faktor Gibbsovy volné energie k_G , s jejíž pomocí je provedena kalibrace. Koeficient α_K je zvolen $\alpha_K = 1$.

Rychlost růstu kapek lze uživatelsky upravit pomocí definice Nusseltova čísla. Byl zvolen model rychlosti růstu kapek dle Younga [114] popsáný rovnicí (4.22), kde byly zvoleny parametry $\beta = 0$ a $\alpha_k = 1$. Nusseltovo číslo Nu a parametr modelu ν jsou ve tvaru

$$Nu = \frac{2}{1 + 3.78(1 - \nu) \frac{Kn'}{Pr}} \quad (6.10)$$

$$\nu = \frac{RT_s}{L} \left[\alpha - 0.5 - \frac{1}{2} \left(\frac{\kappa + 1}{2\kappa} \right) \left(\frac{c_p T_s}{L} \right) \right]. \quad (6.11)$$

Střední volná dráha molekul \bar{l} vystupující v definici Knudsenova čísla Kn (4.15) je použita dle Gyarmathyho definice (4.16).

Výpočty byly provedeny na kvazi-2D sítích s rozlišením uvedeným v Tab. 8.

Geometrie	Moses a Stein	Moore B	Mystery
Rozlišení sítě	550x121	600x131	800x111

Tab. 8: Rozlišení sítě pro kalibraci dýz

Výsledky byly porovnávány s experimentálními daty a také s výsledky výpočtů vybraných autorů prezentovaných v [100], základní parametry těchto kódů jsou shrnuty v Tab. 9.

Kód	Rovnice stavu	Reprezentace kapek	Model růstu kapek	Model nukleace
Kód A	IAPWS-IF97	Momentová metoda	Young [114], rovnice (4.24), $\alpha = 11, \beta = 0$	CNT+NICF, rov. (4.13)
Kód B		Monodisperzní model (definovaný pro směs)	Gyarmathy [44], rovnice (4.21)	CNT+NICF, rov. (4.13)
Ansys CFX (výchozí nastavení)		Monodisperzní model (definovaný pro jednotlivé fáze)	Gyarmathy [44], rovnice (4.21)	CNT+NICF, rov. (4.13)
Ansys CFX (uživatelské nastavení)			Young [114], rovnice (4.24), $\alpha \neq 0, \beta = 0$	CNT+NICF+k _G , rov. (4.13), k _G ≠ 1.0

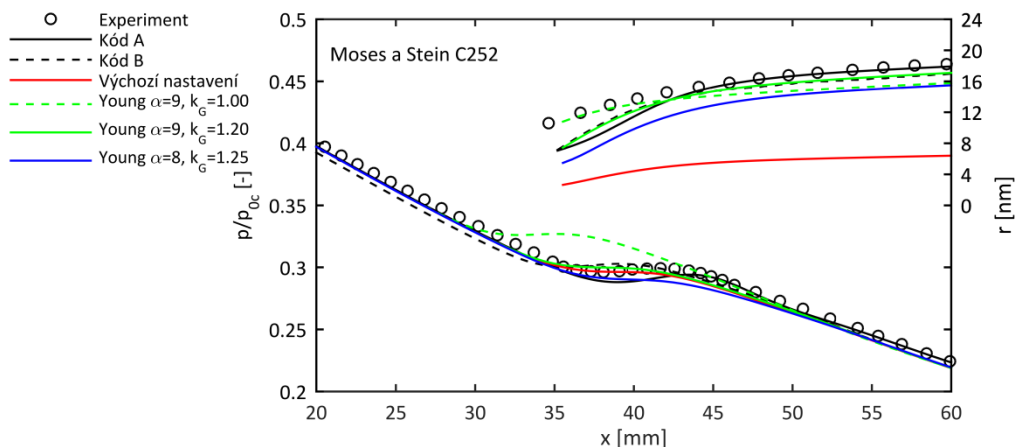
CNT: „Klasická nukleační teorie“, NICF: „Neizotermický korekční faktor“

Tab. 9: Základní parametry výpočetních kódů dle „International Wet Steam Modelling Project“ [100] a Ansys CFX

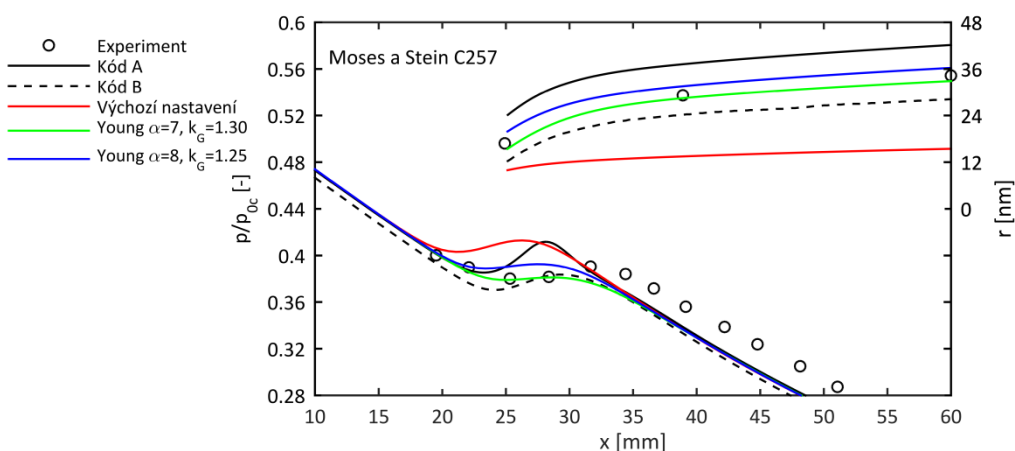
Výsledky výpočtů a experimentů ve smyslu průběhů tlakového poměru p/p_{0c} a poloměru kapek r jsou zobrazeny na Obr. 62 až Obr. 66. Ansys CFX s výchozím nastavením modelu kondenzace predikuje výrazně nižší poloměry kapek než získané experimenty a než predikují porovnávací kódy (Kód A a Kód B). To lze změnit zavedením Youngova modelu růstu kapek s parametrem $\alpha > 0$. Tím se zvýší rychlost růstu kapek a také rychlost uvolňování latentního tepla do okolní páry. V důsledku toho dochází k posunu Wilsonova bodu směrem proti proudění, viz výpočet pro případ Moses a Stein C252 s Youngovým modelem s $\alpha = 9$ a $k_G = 1.00$. Pro posun polohy Wilsonova bodu po směru proudu je proto potřeba redukovat hodnotu rychlosti nukleace pomocí korekčního faktoru Gibbsovy volné energie k_G . Pro případ Moses a Stein C252 se jako ideální kombinace jeví kombinace $\alpha = 9$ a $k_G = 1.20$. Pro případ Moses a Stein C257 byla vhodná kombinace $\alpha = 7$ a $k_G = 1.30$.

Při použití kompromisní kombinace koeficientů $\alpha = 8$ a $k_G = 1.25$ lze dosáhnout přijatelných výsledků pro všechny řešené úlohy lepších než při použití výchozího nastavení modelu kondenzace. Dojde k mírnému posunu polohy Wilsonova bodu směrem po proudu a k výraznému zvětšení predikovaného poloměru kapek. Výsledky s upraveným modelem kondenzace jsou srovnatelné s výsledky výpočtů kódy A a B [100].

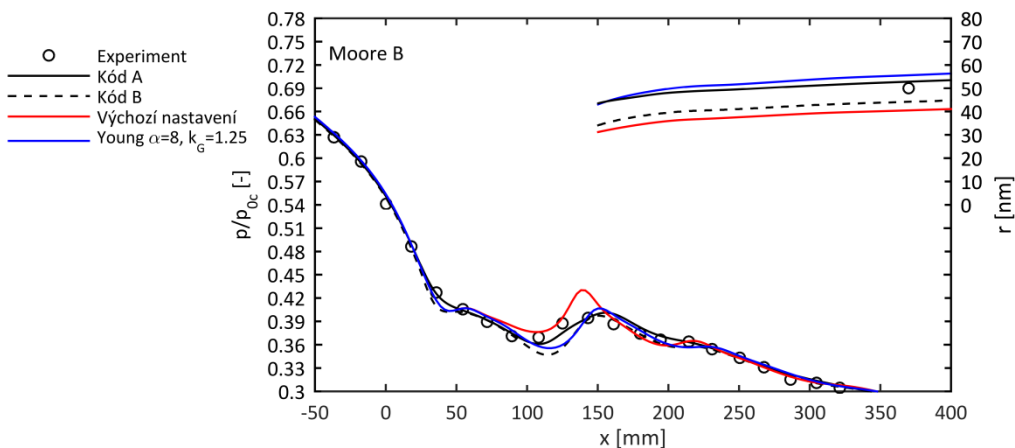
Porovnání hodnot termodynamické ztráty vlhkostí stanovené pomocí vztahu (6.7) uvádí Tab. 10. Je vidět, že hodnota termodynamické ztráty vlhkostí naroste vůči výchozímu nastavení modelu kondenzace o 12-31%. Lze tedy říci, že hodnota termodynamické ztráty vlhkostí je u dýz značně citlivá na úpravu modelu kondenzace.



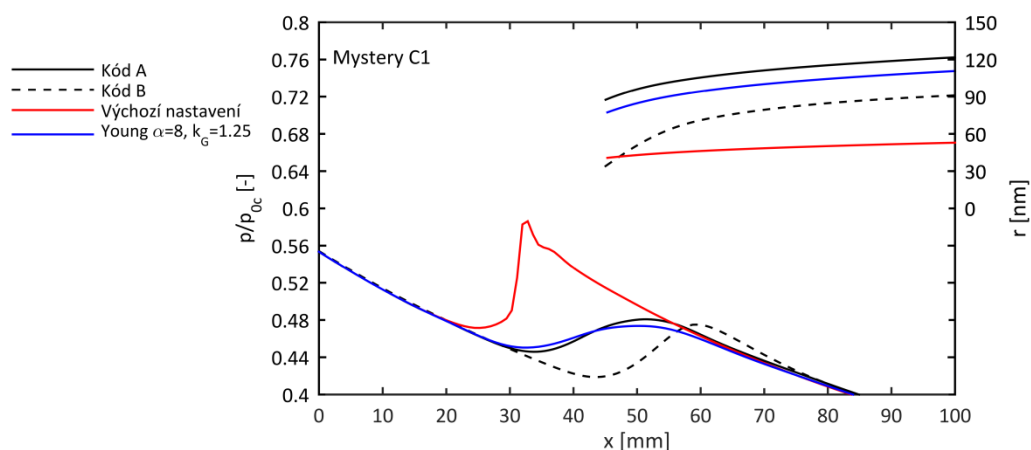
Obr. 62: Vliv úprav modelu růstu kapek pro případ Moses a Stein C252



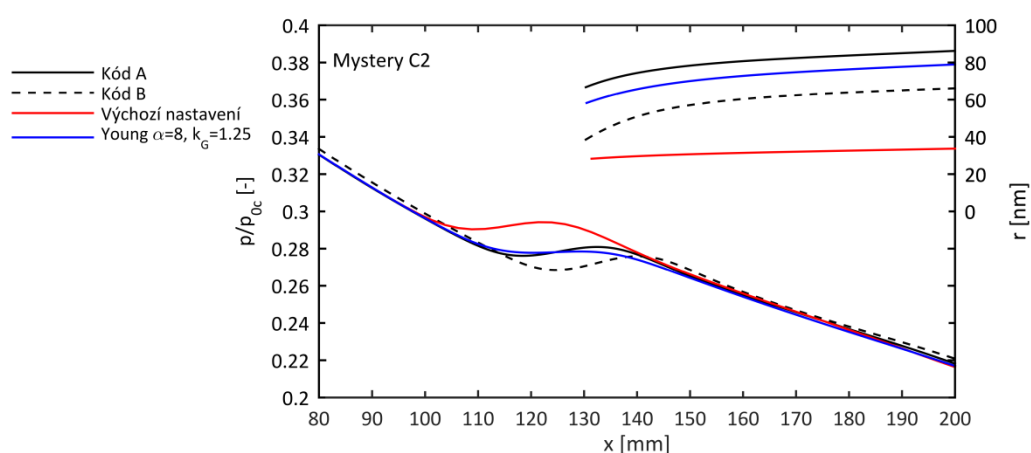
Obr. 63: Vliv úprav modelu růstu kapek pro případ Moses a Stein C257



Obr. 64: Vliv úprav modelu růstu kapek pro případ Moore B



Obr. 65: Vliv úprav modelu růstu kapek pro případ Mystery C1



Obr. 66: Vliv úprav modelu růstu kapek pro případ Mystery C2

Výpočetní případ	Δh [kJ/kg]		$\delta\Delta h$ [-]
	Výchozí nastavení	Young $\alpha=8, k_G=1.25$	
Moses a Stein C252	4.89	5.83	16%
Moses a Stein C257	4.20	5.03	17%
Moore B	3.34	3.81	12%
Mystery C1	3.07	4.41	31%
Mystery C2	3.70	4.53	18%

Tab. 10: Vliv kalibrace modelu kondenzace na termodynamickou ztrátu vlhkostí

6.3 Shrnutí kapitoly

V rámci této kapitoly byla provedena řada výpočtů proudění s kondenzací v Lavalových dýzách a porovnání s experimentálními daty. Část výsledků byla zároveň sdílena v rámci řešení výzkumné aktivity „International Wet Steam Modelling Project“.

Z výsledků vyplývá, že všechny aplikované metody (Ansys CFX, COCHEM Flow, Analytický výpočet IGW) jsou schopné predikovat proudění s kondenzací. Vůči experimentům je poloha Wilsonova bodu predikována spíše proti směru proudění. Vypočtené poloměry kapek jsou menší než získané pomocí experimentů.

Výsledky výpočtů jsou ovlivněny řadou faktorů. Jedním z nich je způsob modelování vazkosti u stěny. Pro zvolený výpočetní případ Moses a Stein C252 se ukazuje, že vlivem vazkosti u

stěny se posouvá hodnota tlaku do vyšších hodnot a poloha Wilsonova bodu směrem po proudu blíže experimentálním výsledkům.

Pro stejný výpočetní případ byla dále sledována citlivost na volbu rovnice stavu a úpravy modelu pro nukleační rychlost. Ty se ukazují významnější, než je míra vlivu modelování vazkosti u stěny. Zavedení neizotermického korekčního faktoru má obdobný vliv jako navýšení korekčního faktoru Gibbsovy volné energie o $\Delta k_G \approx 0.3$. Záměna rovnic ideálního plynu rovnicemi dle IAPWS-IF97 má vliv obdobný jako navýšení korekčního faktoru Gibbsovy volné energie o $\Delta k_G \approx 0.1$. Zvýšením korekčního faktoru k_G v COCHEM Flow z výchozí hodnoty 1.3 na hodnotu 1.4 se částečně korigují rozdíly v rovnici stavu, výsledky budou poté v bližším souladu s Ansys CFX.

Vliv na polohu Wilsonova bodu mají i úpravy rychlosti růstu kapek. Při jejím zvýšení se posouvá poloha Wilsonova bodu směrem proti proudění a roste velikost kapek. Proto je při kalibraci modelu kondenzace potřeba korigovat jak nukleační rychlost, tak i rychlost růstu kapek. Byla provedena kalibrace modelu kondenzace v Ansys CFX založené na hledání vhodné kombinace korekčního faktoru Gibbsovy volné energie k_G v rovnici pro nukleační rychlost a parametru α v modelu rychlosti růstu kapek dle Younga. Jako vhodná kombinace se jeví $\alpha = 8$ a $k_G = 1.25$.

Byl také proveden rozbor termodynamické ztráty vlhkostí v dýzách, kde se ukazují významné rozdíly pro jednotlivé výpočetní případy a poměrně velká citlivost na kalibraci modelu kondenzace v Ansys CFX. Pro výpočty Ansys CFX je vhodné vyhodnocovat termodynamickou ztrátu pomocí výpočtu objemovým integrálem. Stanovení termodynamické ztráty z parametrů směsi může vést k nepřesnostem. Dále je demonstrována silná závislost termodynamické ztráty a ostatních veličin na hodnotě expanzní rychlosti.

Je ukázáno, že analytický výpočet SWS je schopný aproximovat analytický výpočet IGW. Obdobného postupu lze využít při případné úpravě proudového výpočtu pro použití při návrhu stupňů zasahujících do oblasti podchlazené páry. To by našlo své uplatnění, pokud by se nahradily rovnovážné kontrolní 3D CFD (ES) výpočty nerovnovážnými (NES). V takovém případě může tato úprava pomoci při předběžné volbě geometrie stupně. Nevýhodou je nutnost předběžného odhadu rovnovážné vlhkosti na Wilsonově linii a koeficientu nárůstu ztrát. Úprava proudového výpočtu by zahrnovala úpravy rovnic stavu pro oblast podchlazené páry, modelu nadzvukového odklonu proudu a zavedením modelu termodynamické ztráty.

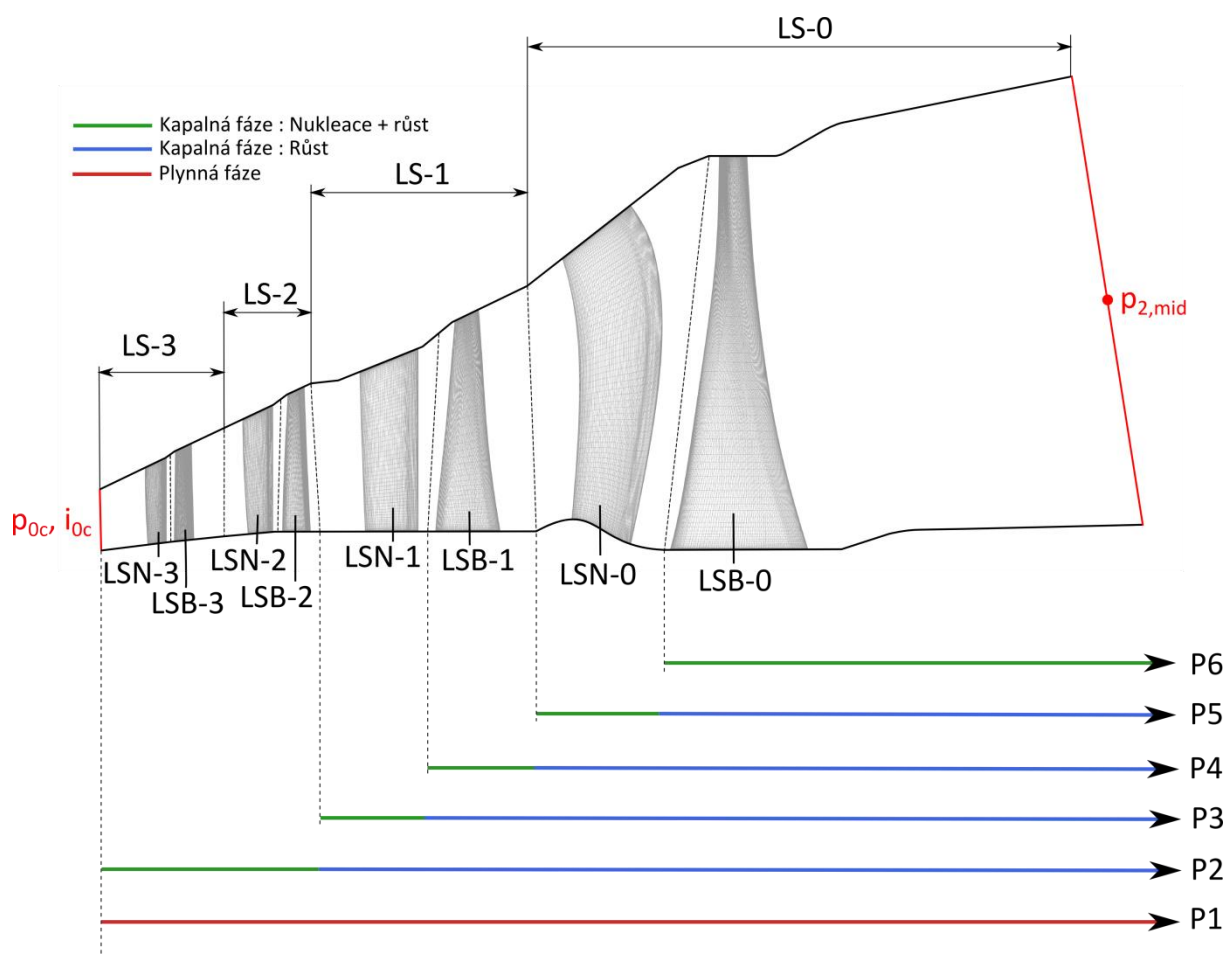
Nejistoty predikce proudového pole s kondenzací vyplývají do značné míry z nedostatečnosti experimentální databáze, která by umožnila precizní validaci výpočetních modelů, viz [100]. Nedostatky v běžně používaných experimentech Mosese a Steina a Moora et al. jsou spjaty s nedostatečným rozsahem měřených okrajových podmínek, nepřesností tehdejších měřících metod, neznalostí stavu mezních vrstev, nežádoucími 2D jevy, neznalostí čistoty páry, apod. Nové experimenty na dýzách nebo kaskádách by proto byly významným přínosem při snižování nejistot výpočetních modelů a rozvoji teoretických znalostí.

7 Analýza skupiny turbínových stupňů

V této kapitole jsou provedeny simulace proudění s kondenzací pomocí Ansys CFX (NES) na geometrii skupiny posledních stupňů parní turbíny nominálního výkonu přibližně 100 MW. Jsou zde také provedeny citlivostní studie vlivu úprav modelu kondenzace, jehož koeficienty byly stanoveny na základě výpočtů dých. Zkoumán byl také vliv úpravy modelování rozhraní mezi lopatkovými řadami, vliv zjednodušeného modelování topologie tvorby kapalně fáze a vliv změny vstupní teploty. Pomocí programu COCHEM Flow byla provedena analýza možného vlivu binární nukleace. Byly vyhodnoceny průběhy termodynamické ztráty vlhkostí a provedeno porovnání s výsledky z dostupné literatury. Byly vyhodnoceny rozdíly proudového pole a významných charakteristik stupňů vůči jednofázovým rovnovážným výpočtům (ES). Na základě těchto rozborů jsou diskutovány možné přínosy výpočtů s kondenzací.

7.1 Geometrie a okrajové podmínky

Pro výpočty byla zvolena skupina posledních čtyř stupňů parní turbíny s poslední oběžnou lopatkou s patním průměrem $D_h = 1700 \text{ mm}$ a délkou $L = 875 \text{ mm}$. Na Obr. 67 je zobrazena geometrie výpočetní domény s označením jednotlivých lopatkových řad a stupňů, okrajových podmínek a nastavení jednotlivých fází pro výpočty.



Obr. 67: Geometrie skupiny analyzovaných stupňů

Okrajové podmínky jsou definovány na vstupu radiálním rozložením celkového tlaku $p_{0c}(r)$ a entalpie $i_{0c}(r)$, na výstupu statickým tlakem na středním poloměru $p_{2,mid}$. Hodnoty okrajových podmínek na středním poloměru pro jednotlivé analyzované provozy jsou uvedeny v Tab. 11, jsou zde zároveň uvedeny hodnoty rovnovážné izoentropické vlhkosti na výstupu $y_{2is,eq}$. Otáčky turbíny n jsou uvažovány $n = 3000 \text{ min}^{-1}$.

Provoz	$p_{0c,mid}$ [bar]	$i_{0c,mid}$ [kJ/kg]	$p_{2,mid}$ [bar]	$y_{2is,eq}$ [-]
v2 (99 MW)	1.57	2825.29	0.06	10.3%
v3 (72 MW)	1.16	2831.00	0.06	8.6%
v4 (45 MW)	0.77	2802.83	0.05	7.2%

Tab. 11: Okrajové podmínky pro výpočty skupiny posledních stupňů

V Ansys CFX lze definovat jednotlivé kapalně fáze dle místa jejich vzniku. Plynná fáze je označena jako P1, ta je definovaná shodně napříč celou výpočetní doménou. Další fáze P2-P6 jsou kapalně fáze, u kterých je vždy definováno místo jejich vzniku (aktivována nukleace). Pro každou z nich jsou řešeny její parametry samostatně.

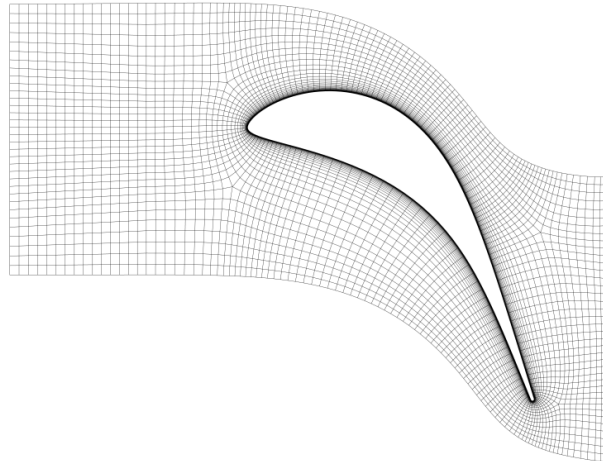
Byl uvažován stacionární výpočet, protože plně nestacionární 3D výpočty s kondenzací jsou příliš náročné pro použití v průmyslové praxi. Mezi rozváděcími a oběžnými lopatkami je proto voleno rozhraní typu „mixing plane“, na kterém probíhá obvodové průměrování proudových veličin. U vybraného rozhraní bylo také testováno rozhraní typu „frozen rotor“, kde jsou přenášeny proudové veličiny přímo bez obvodového průměrování pro zvolenou polohu rozváděcích a oběžných lopatek.

Pro výpočty byl použit výchozí model kondenzace implementovaný v Ansys CFX, tzn. nukleační model dle klasické nukleační teorie s neizotermickým korekčním faktorem a model rychlosti růstu kapek dle Gyarmathyho. Dále byl použit uživatelsky definovaný model kondenzace dle výsledků kalibrace na dýzách, tzn. nukleační model dle klasické nukleační teorie s neizotermickým korekčním faktorem a korekčním faktorem Gibbsovy volné energie $k_G = 1.25$ a Youngovým modelem rychlosti růstu kapek s parametrem $\alpha = 8$. Výpočty byly provedeny bez uvažování mezifázového tření. Turbulence byla modelována pomocí modelu $k - \varepsilon$, kde vstupní intenzita turbulence byla uvažována 5 %.

Kvalita sítě byla posuzována pomocí bezrozměrné vzdálenosti od stěny y_+ . Maximální hodnoty parametru y_+ a počet buněk sítě N_{grid} pro jednotlivé lopatkové řady jsou uvedeny v Tab. 12. Příklad použité sítě pro střední řez LSN-1 je uveden na Obr. 68.

Lopatková řada	y_+ [-]	N_{grid} [10^6]
LSN-3	6.1	0.78
LSB-3	4.6	0.55
LSN-2	3.8	0.98
LSB-2	2.9	1.48
LSN-1	2.4	0.57
LSB-1	1.9	0.53
LSN-0	1.5	0.77
LSB-0	2.1	1.23
		$\sum = 6.89$

Tab. 12: Parametry sítě pro výpočty skupiny posledních stupňů



Obr. 68: Detail sítě pro střední řez LSN-1

7.2 Rozbor výsledků

7.2.1 Metodika vyhodnocení

Způsob vyhodnocení vychází z postupů použitých pro vyhodnocení proudění v dýzách, které byly rozšířeny pro vyhodnocení na 3D geometrii turbínových stupňů a rozšířeny o další veličiny.

7.2.1.1 Stavové parametry

V Ansys CFX nejsou počítány parametry nerovnovážné směsi, ale jsou stanoveny samostatně parametry jednotlivých fází. Ty je nutné stanovit dodatečně v rámci vyhodnocení. První možností je stanovení parametrů směsi ze směšovací rovnice. Entalpie a entropie nerovnovážné směsi i_{mix} a s_{mix} jsou stanoveny dle vztahů

$$i_{mix} = x_1 i_1 + \sum_{p=2}^6 y_p i_p, \quad (7.1)$$

$$s_{mix} = x_1 s_1 + \sum_{p=2}^6 y_p s_p, \quad (7.2)$$

kde x_1 je hmotnostní podíl plynné fáze (suchost) a y_p jsou vlhkosti fází P2 až P6. Tímto postupem lze stanovit stavové parametry v celém proudovém poli.

Tento postup však může být nepřesný, jak bylo diskutováno u výpočtů dýz. Alternativním postupem stanovení entalpie a entropie nerovnovážné směsi je výpočet pomocí bilance výkonů jednotlivých stupňů. Tímto způsobem lze však stanovit pouze integrální hodnoty stavových parametrů v rovinách na rozhraních jednotlivých stupňů. Entalpie i_{pk} za stupněm k od vstupu se určí jako

$$i_{pk} = i_{0c} - \frac{1}{\dot{m}} \sum_{i=1}^k P_i - \frac{c_k^2}{2}, \quad (7.3)$$

kde i_{0c} je celková entalpie na vstupu do výpočetní domény, \dot{m} je hmotností průtok páry, P_i je výkon i – tého stupně a c_k je rychlost na výstupu z k – tého stupně. Odpovídající entropie s_{pk} se určí na základě znalosti tlaku za stupněm p_k , který je stanoven průměrováním hmotnostním průtokem, pomocí rovnovážných parametrů páry dle IAPWS-IF97 jako

$$s_{pk} = f_{IF97}(p_k, i_{pk}). \quad (7.4)$$

7.2.1.2 Energetické ztráty

7.2.1.2.1 Porovnáním rovnovážného a nerovnovážného výpočtu

Nárůst energetických ztrát lze určit porovnáním rovnovážného (ES) a nerovnovážného výpočtu (NES). Nárůst entropie Δs_{mixk} se určí pomocí entropie nerovnovážné směsi s_{mixk} a entropie získané rovnovážným výpočtem s_{eqk} , které jsou stanoveny jako průměr vážený hmotnostním tokem na výstupní rovině ze stupně k , pomocí vztahu

$$\Delta s_{mixk} = s_{mixk} - s_{eqk}. \quad (7.5)$$

Obdobným způsobem lze určit nárůst entropie při použití entropie směsi získané z bilance výkonů s_{pk} . Nárůst entropie Δs_{pk} poté bude

$$\Delta s_{pk} = s_{pk} - s_{eqk}. \quad (7.6)$$

Entalpická ztráta Δh_{mixk} odpovídající přírůstku entropie Δs_{mixk} a Δh_{mixk} odpovídající přírůstku entropie Δs_{pk} se určí pomocí vztahů

$$\Delta h_{mixk} = \Delta s_{mixk} T_s(p_k), \quad (7.7)$$

$$\Delta h_{pk} = \Delta s_{pk} T_s(p_k), \quad (7.8)$$

kde $T_s(p_k)$ je teplota sytosti za stupněm.

Tímto způsobem se stanoví přírůstek energetických ztrát, který je způsoben zejména termodynamickou ztrátou vlhkostí, ale také nárůstem aerodynamických ztrát způsobených odchylkami proudového pole.

7.2.1.2.2 Přímé vyhodnocení termodynamických ztrát

Termodynamickou ztrátu vlhkostí lze vyhodnotit přímo z parametrů proudového pole stanoveného nerovnovážným výpočtem s kondenzací (NES) bez nutnosti použití výsledků rovnovážného výpočtu (ES).

Prvním způsobem je výpočet termodynamické ztráty vlhkostí pomocí jednorozměrného integrálu dle vztahu (4.35), tj.

$$\Delta h_{int1D} = \int_0^y \underbrace{\frac{L\Delta T}{T_g}}_A dy, \quad (7.9)$$

kde skupina veličin A byla vyhodnocena v rovinách kolmých na osu rotace stroje jako průměr vážený hmotnostním průtokem v závislosti na vlhkosti y , která byla také určena obdobně. Průběh termodynamické ztráty $\Delta h_{int1D}(y)$ byl určen numerickou integrací pomocí skriptu vytvořeného v programu Matlab.

Další možností je výpočet termodynamické ztráty pomocí objemového integrálu, který je rozšířením vztahů (6.6) a (6.7). Výpočet se provádí pro jednotlivé lopatkové řady j a jednotlivé kapalně fáze p dle vztahů

$$\Delta h_{intAjp} = \frac{1}{\dot{m}} \int_{V_j} L \dot{m}_{gdp} \left(\frac{1}{T_g} - \frac{1}{T_{dp}} \right) \underbrace{\left(\frac{T_g + T_{dp}}{2} \right)}_{T_{mp}} dV, \quad (7.10)$$

$$\Delta h_{intBjp} = \frac{1}{\dot{m}} \int_{V_j} L \dot{m}_{gdp} \left(\frac{1}{T_g} - \frac{1}{T_s} \right) T_s dV, \quad (7.11)$$

kde celková termodynamická ztráta vlhkostí Δh_{intA} a Δh_{intB} se určí jako součet přes jednotlivé lopatkové řady j a jednotlivé kapalně fáze p , tzn.

$$\Delta h_{intA} = \sum_{j=1}^8 \sum_{p=2}^6 \Delta h_{intAjp}, \quad (7.12)$$

$$\Delta h_{intB} = \sum_{j=1}^8 \sum_{p=2}^6 \Delta h_{intBjp}. \quad (7.13)$$

7.2.1.3 Expanzní rychlost

Expanzní rychlost \dot{P} byla vyhodnocena dle vztahu (4.25). S přihlédnutím na to, že se jedná o stacionární výpočty, tak platí $\partial p / \partial t = 0$. Expanzní rychlost \dot{P} byla tedy určena pomocí vztahu

$$\dot{P} = -\frac{1}{p} \dot{c} \nabla p. \quad (7.14)$$

7.2.2 Charakter proudového pole z pohledu tvorby kapalně fáze

7.2.2.1 Oblast stupňů LS-2 a LS-1

V této kapitole je proveden zejména rozbor tvorby kapalně fáze v prostoru primární nukleace. Jsou uvedeny průběhy důležitých veličin a porovnány rozdíly charakteru tvorby kapalně fáze pro jednotlivé provozy. Výpočty byly provedeny pomocí výchozího nastavení modelu kondenzace, byla použita rozraní typu „mixing plane“ a použita nezjednodušená topologie tvorby kapalně fáze.

U jednotlivých analyzovaných provozů se značně liší místa překročení meze sytosti a Wilsonovy linie. To je patrné z Obr. 69, kde jsou zobrazeny obvodově průměrované kontury podchlazení (dT), vlhkosti (y) a expanzní rychlosti (P_{exp}) v meridionálním řezu. Místo

překročení meze sytosti je patrné z průběhu podchlazení. Jedná se o místo, kde podchlazení přechází z nulové hodnoty do kladných hodnot. Mez sytosti je překročena pro provoz v2 na lopatkové řadě LSN-2. U provozu v4 je mez sytosti překročena až o jednu lopatkovou řadu dále, tzn. LSB-2. Polohu Wilsonovy linie lze identifikovat jako místo, kde prudce narůstá vlhkost z nulových hodnot nebo jako místo lokálních maxim podchlazení. Tvar Wilsonovy linie je výrazně odlišný napříč jednotlivými analyzovanými provozů. Wilsonova linie pro provoz v2 zasahuje do dvou lopatkových řad, oblasti okolo středu LSB-2 a v okrajových částech LSN-1. V případě provozu v4 zasahuje Wilsonova linie pouze do oblasti lopatkové řady LSN-1. Lokální maxima podchlazení (obvodově průměrované) se pohybují přibližně v rozmezí 20 až 25 K. Charakter tvorby kapalné fáze je pro provoz v3 obdobný provozu v4, proto nejsou v této kapitole uvedeny kontury pro provoz v3.

Expanzní rychlosti dosahují svých maxim uvnitř lopatkových řad. Je patrný znatelný rozdíl mezi poměry na patě a špičce. U patních omezujících ploch rozváděcích lopatkových řad je vyšší expanzní rychlost než u špičkových omezujících ploch, u oběžných lopatkových řad je situace opačná. To souvisí s tím, že se tlak v mezeře mezi rozváděcími a oběžnými lopatkami výrazně mění v porovnání se změnou pozorovatelnou za oběžnými lopatkami. Příklad rozložení tlaku p ve vybraných rovinách a rozložení reakce ρ u stupně LS-2 pro provoz v2 je zobrazen na Obr. 70. Jsou zde zobrazeny průběhy tlaku za odtokovými hranami lopatkové řady LSB-3 ($p_{LSB-3,TE}$), tlaku před náběžnými hranami LSB-2 ($p_{LSB-2,LE}$), tlaku za odtokovými hranami LSB-2 ($p_{LSB-2,TE}$) a reakce stupně LS-2 (ρ). Je vidět, že reakce roste směrem ke špičce. V souvislosti s tím klesá tlakový spád na rozváděcí lopatkovou řadu $\Delta p_{LSN-2} = p_{LSB-3,TE} - p_{LSB-2,LE}$ a roste tlakový spád na oběžnou lopatkovou řadu $\Delta p_{LSB-2} = p_{LSB-2,LE} - p_{LSB-2,TE}$. Tyto radiální odchylky v tlakových spádech vyvolávají rozdíly v radiálním rozložení expanzní rychlosti.

Na Obr. 71 a Obr. 72 jsou zobrazeny kontury podchlazení (dT) a vlhkosti (y) ve vybraných relativních vzdálenostech od paty lopatky (z/L) napříč mezilopatkovými kanály lopatkových řad LSB-2 a LSN-1. Projevuje se silně nerovnoměrné rozložení veličin napříč mezilopatkovými kanály. To je nejvíce patrné pro provoz v2 u lopatkové řady LSB-2, kde jsou patrná lokální maxima podchlazení v blízkosti podtlakové strany turbínového profilu. V oblasti středu profilu je podchlazení dostatečné pro uplatnění nukleace kapek. Poblíž paty a špičky není podchlazení dostatečné a k nukleaci dochází až v následující lopatkové řadě LSN-1. Maxima podchlazení ve Wilsonově bodě se pohybují okolo 30 K.

Kontury expanzní rychlosti (P_{exp}) na středním řezu pro provoz v2 a stupeň LS-2 jsou zobrazeny na Obr. 73. Je vidět, značná nerovnoměrnost napříč kanálem. Maximum se nachází v oblasti hřbetu podtlakové strany turbínového profilu. Podobný charakter je pozorovatelný i u ostatních lopatkových řad. Maxima expanzní rychlosti \dot{P} pro jednotlivé lopatkové řady a provozů vyhodnocené na středním řezu jsou shrnuty v Tab. 13. Je vidět, že se hodnoty výrazně liší pro jednotlivé lopatkové řady a pro jednotlivé provozů. Hodnoty se pohybují v rozmezí zhruba 2800 s^{-1} až 13400 s^{-1} .

$\dot{P} [1/s]$						
Provoz	LSN-2	LSB-2	LSN-1	LSB-1	LSN-0	LSB-0
v2	12 053	13 246	3 656	10 059	5 009	13 512
v3	12 213	13 779	3 008	9 580	4 806	12 583
v4	11 943	13 388	2 863	9 301	4 118	6 656

Tab. 13: Přehled maximálních expanzních rychlostí na středním řezu

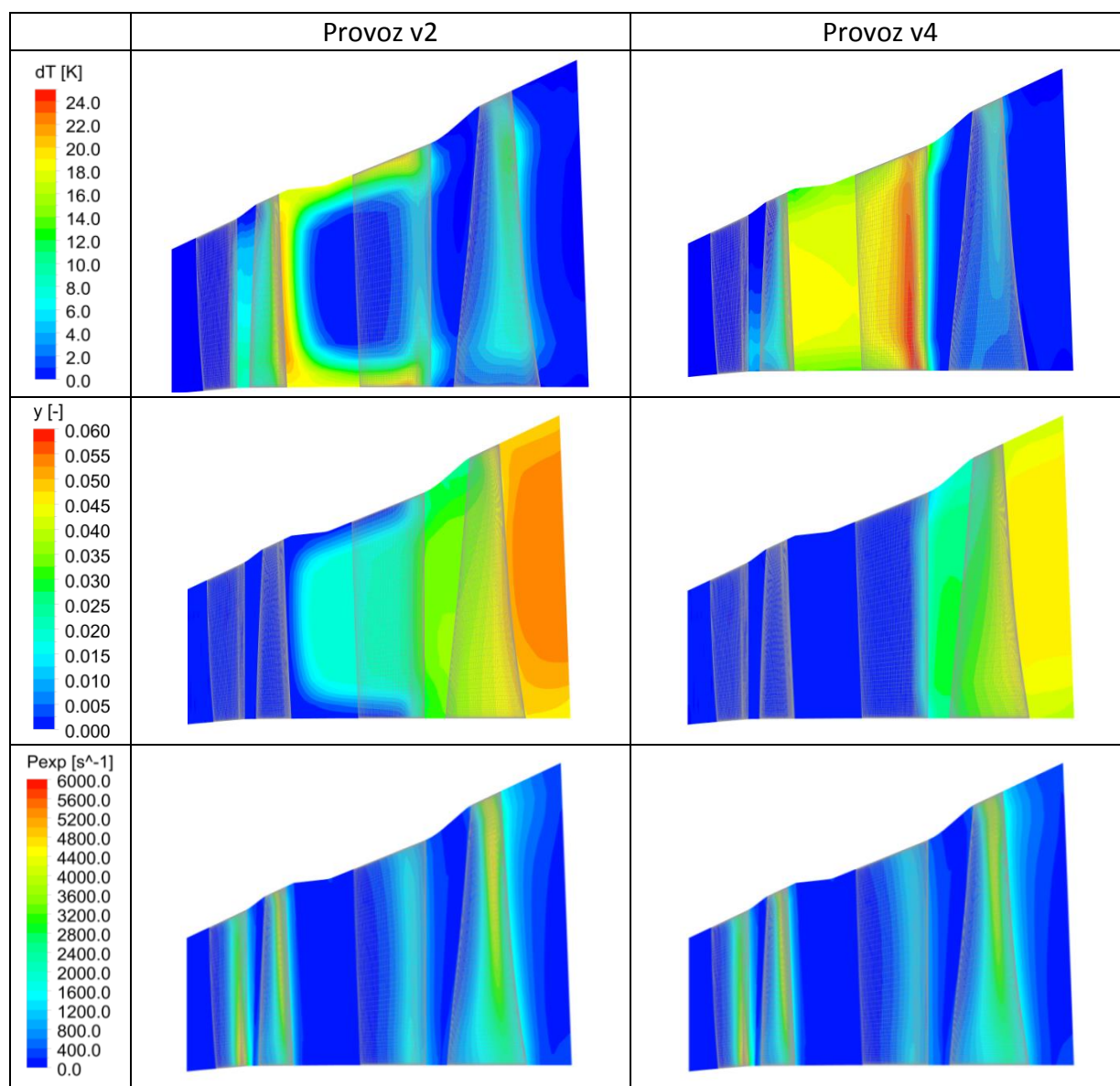
Charakter tvorby kapalně fáze pro provoz v2 je silně ovlivněn charakterem proudového pole v okolí stěn. Na Obr. 74 je zobrazen průběh teploty sytosti T_s , teploty páry T_g a entropie páry s_g za odtokovými hranami lopatkové řady LSB-2. Je vidět, že teplota sytosti páry T_s je po výšce přibližně konstantní a koresponduje s průběhem tlaku zobrazeným na Obr. 70. Teplota páry T_g je ovlivněna hodnotou entropie páry s_g . Lokální nárůst entropie s_g u stěn způsobený ztrátami vyvolá lokální nárůst teploty páry T_g a pokles podchlazení ΔT . V důsledku toho se nukleace posouvá do další lopatkové řady, kde je již dosaženo potřebné hodnoty podchlazení. Představu o citlivosti změny teploty páry na změnu entropie udává následující příklad. Předpokládáme-li hodnotu tlaku 0.4 bar a hodnotu entropie páry $7.55 \text{ kJkg}^{-1}\text{K}^{-1}$, tak při izobarickém nárůstu entropie o $10 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$ a při použití metastabilních rovnic stavu dle IAPWS-IF97 naroste teplota páry o 1.6 K. To ukazuje na vysokou citlivost kondenzačních rovnic na správnou predikci proudového pole u stěn. Ta bude do značné míry ovlivněna geometrickými detaily (ucpávky, odběry, apod.), které ovlivní proudové pole u stěn.

Na konturách vlhkosti a podchlazení v oblasti středního řezu na Obr. 72 je zřetelné zkreslení výsledků vlivem „mixing plane“ za lopatkovou řadou LSB-2 u provozu v2. V případě provozu v4 je za lopatkovou řadou zkreslení výrazně menší. V případě provozu v2 vzniká vlhkost lokálně u podtlakové strany lopatky LSB-2. V důsledku toho je na „mixing plane“ rozložení vlhkosti a podchlazení silně nerovnoměrné. V případě provozu v4 vzniká vlhkost napříč mezilopatkovým kanálem lopatkové řady LSN-1 a v oblasti „mixing plane“ je poměrně rovnoměrně rozložená. To je patrné z Obr. 76 a Obr. 77, kde jsou zobrazeny průběhy podchlazení ΔT , vlhkosti y , průměru kapek d a počtu kapek n v těsné blízkosti před „mixing plane“ (index „MP –“) a za „mixing plane“ (indexem „MP+“) v závislosti na bezrozměrném obvodovém úhlu Φ nabývajících hodnot 0 až 1. Jeho definice je zřejmá z Obr. 75. Je vidět, že míra zkreslení je u provozu v2 výrazně vyšší než u provozu v4. To může znamenat, že vlivem „mixing plane“ za LSB-2 by mohly být výsledky značně zkresleny. Proto byl dále zkoumán vliv úprav způsobu modelování tohoto rozhraní.

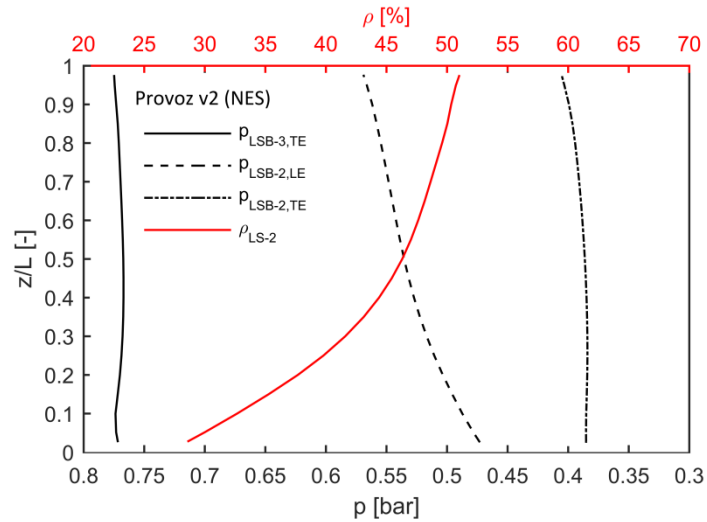
Poloha Wilsonova bodu byla určena odečtením hodnot maximálního podchlazení ΔT_w na vybraných radiálních řezech mezilopatkovými kanály, jak je zobrazeno na Obr. 71. V těchto místech byly odečteny odpovídající hodnoty tlaků p_w a entropie směsi s_{mixw} a na základě těchto hodnot byla určena odpovídající vlhkost y_w pomocí rovnovážných funkcí IAPWS-IF97. Parametry ve Wilsonově bodě jsou shrnuty v Tab. 14 a zobrazeny v i-s diagramu na Obr. 78. Průměrná vlhkost y_w a podchlazení ΔT_w ve Wilsonově bodě jsou $y_w = 2.8 \%$ a $\Delta T_w = 30.8 \text{ K}$.

Provoz	z/L [%]	ΔT_w [K]	p_w [bar]	γ_w [-]
v2	5	29.1	0.31	2.8%
	50	29.1	0.35	2.7%
	95	29.9	0.30	3.0%
v3	5	31.7	0.20	2.9%
	50	30.5	0.21	2.8%
	95	30.6	0.20	2.8%
v4	5	32.9	0.13	3.0%
	50	31.4	0.14	2.8%
	95	31.7	0.13	2.9%
Průměr		30.8		2.8%

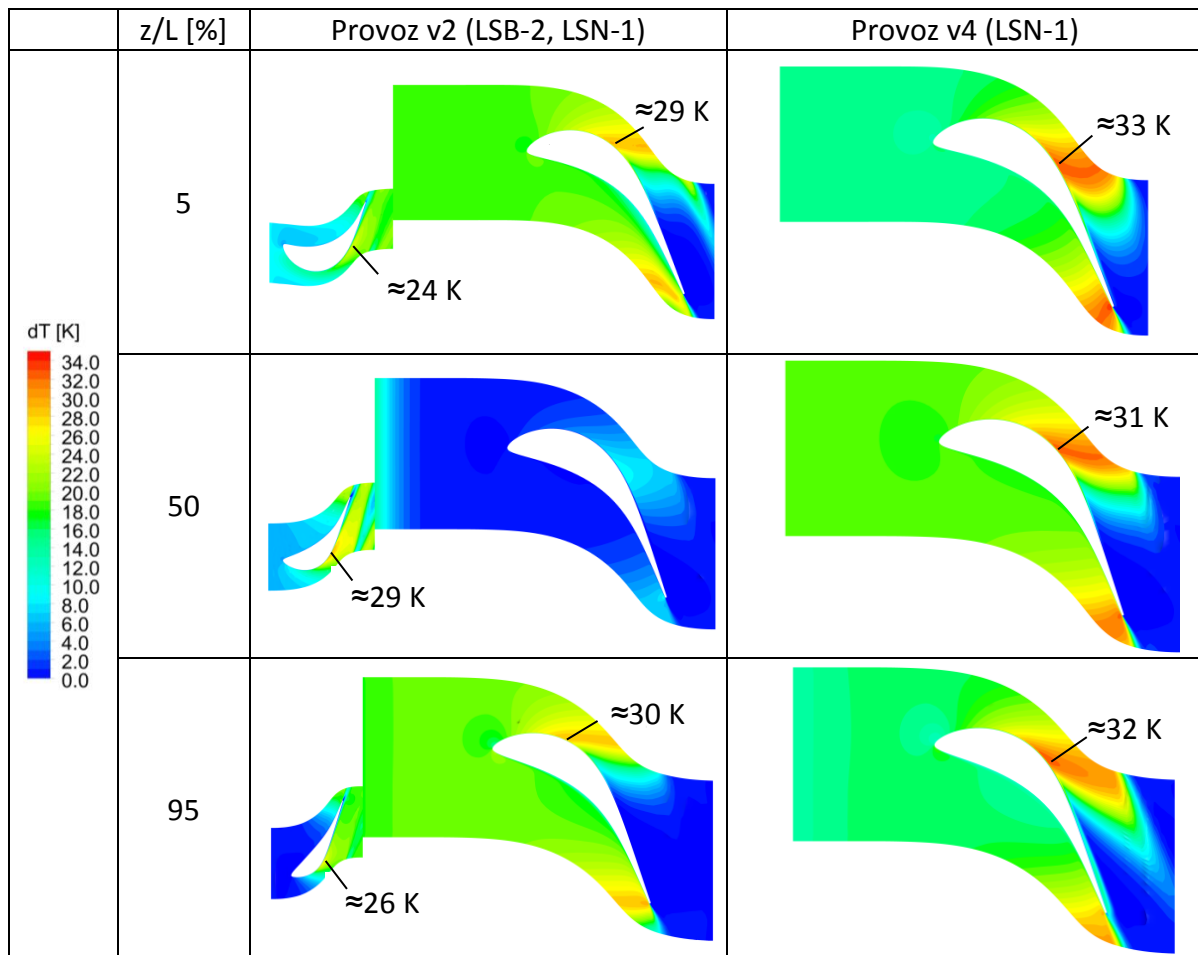
Tab. 14: Parametry na Wilsonově linii



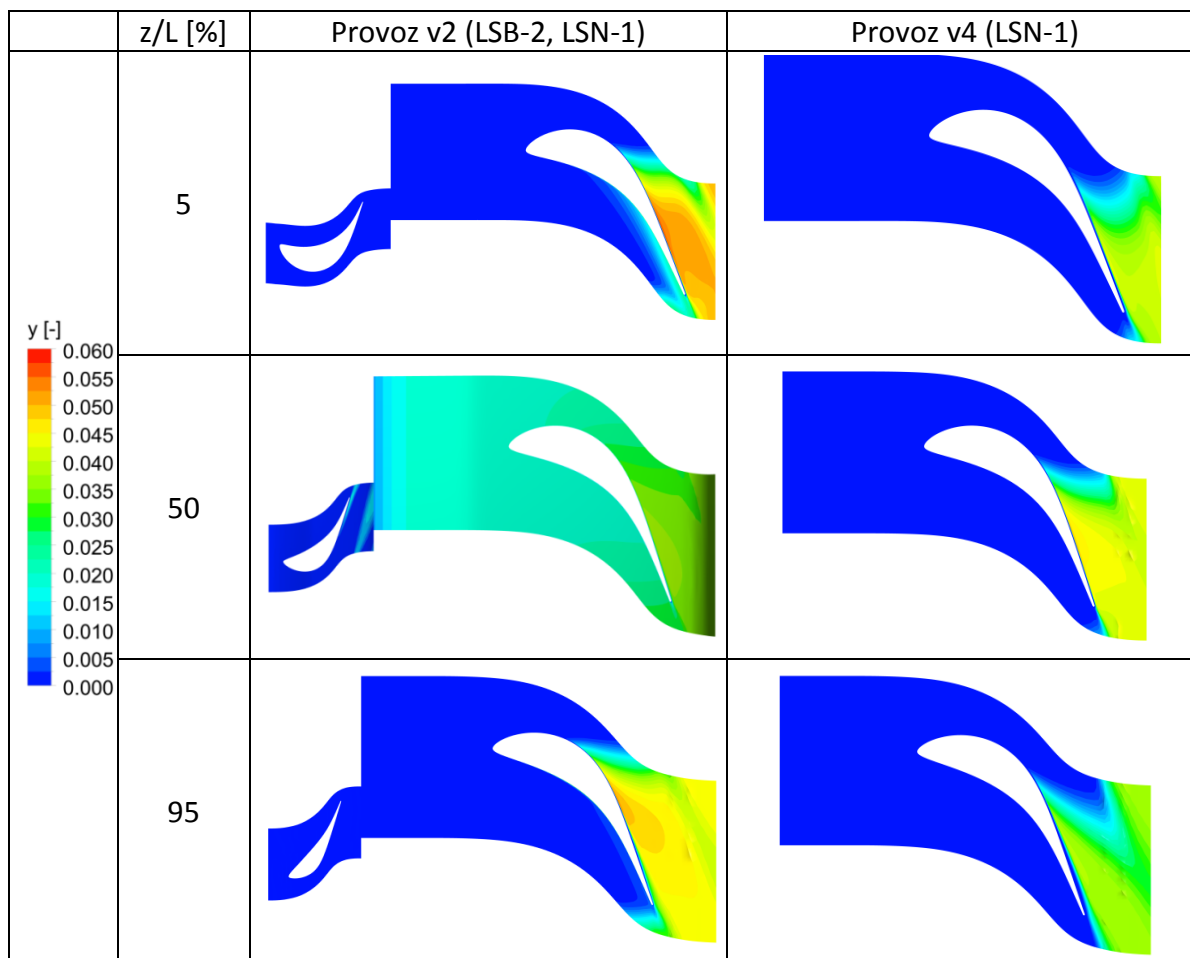
Obr. 69: Obvodově průměrované kontury podchlazení, vlhkosti a expanzní rychlosti v oblasti stupňů LS-2 a LS-1



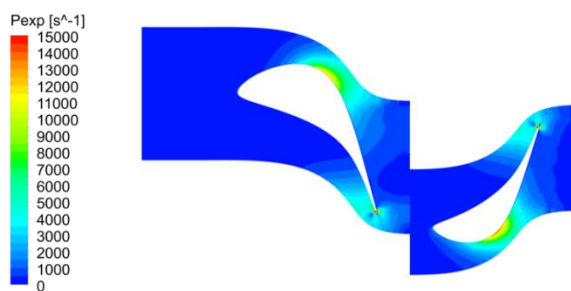
Obr. 70: Radiální rozložení tlaku a reakce pro vybrané řezy stupně LS-2



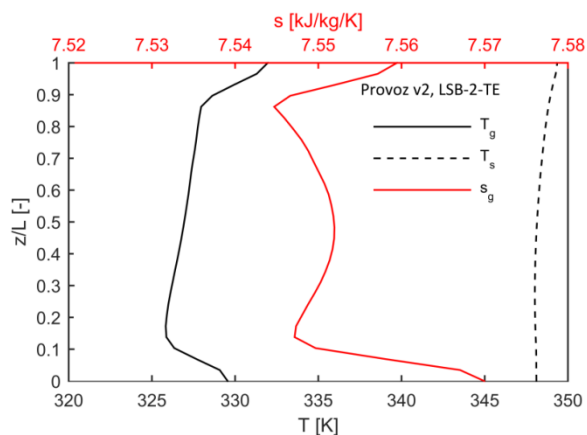
Obr. 71: Kontury podchlazení mezilopátkovými kanály ve vybraných radiálních řezech



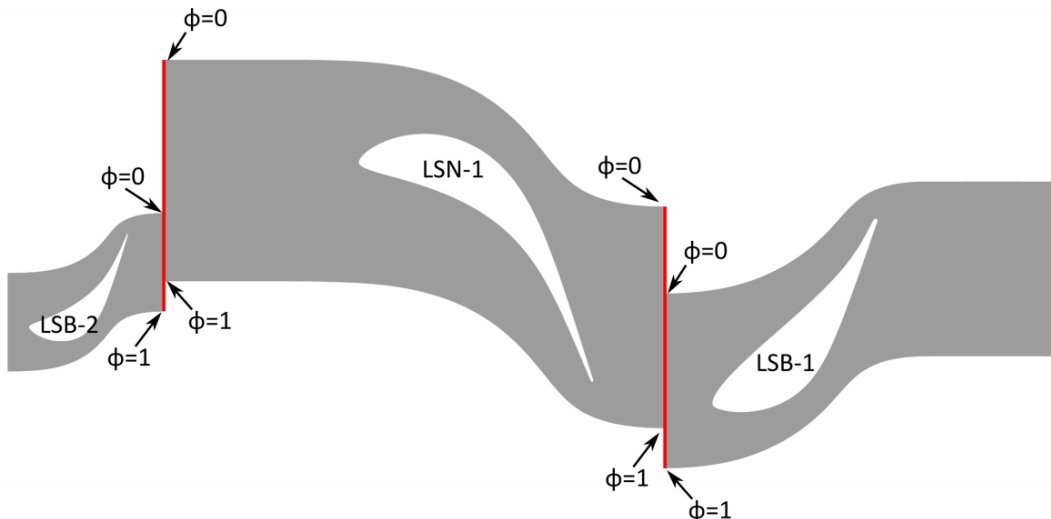
Obr. 72: Kontury vlhkosti mezilopatkovými kanály ve vybraných radiálních řezech



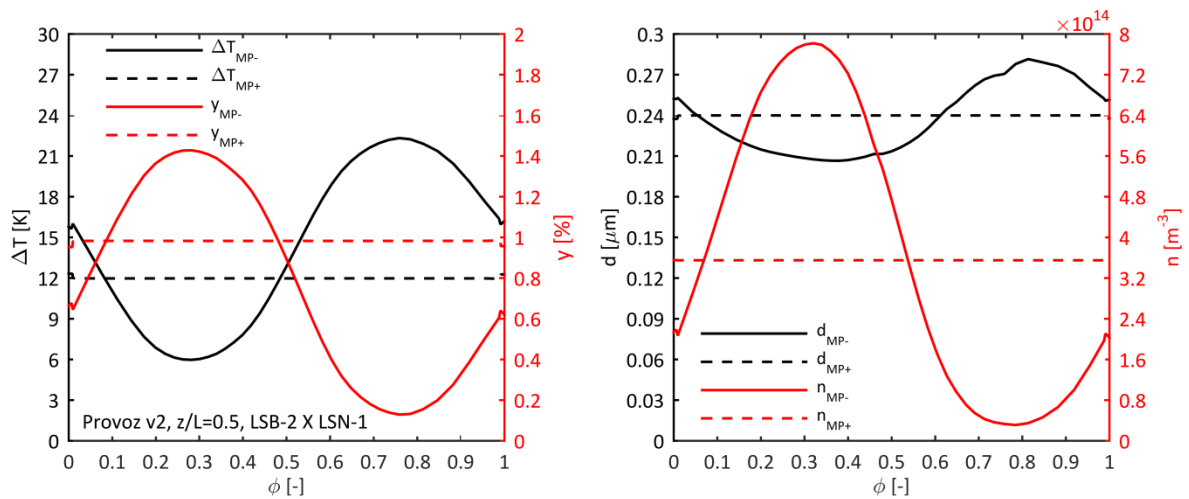
Obr. 73: Průběh expanzní rychlosti (LS-2 na středním řezu, provoz v2)



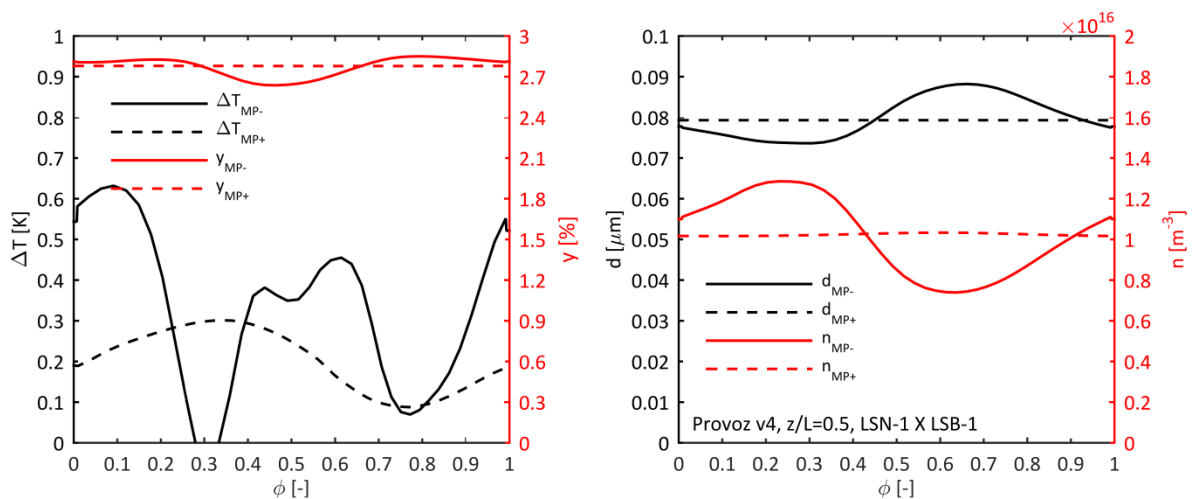
Obr. 74: Průběh teploty sytosti, teploty páry a entropie páry za LSB-2 pro provoz v2



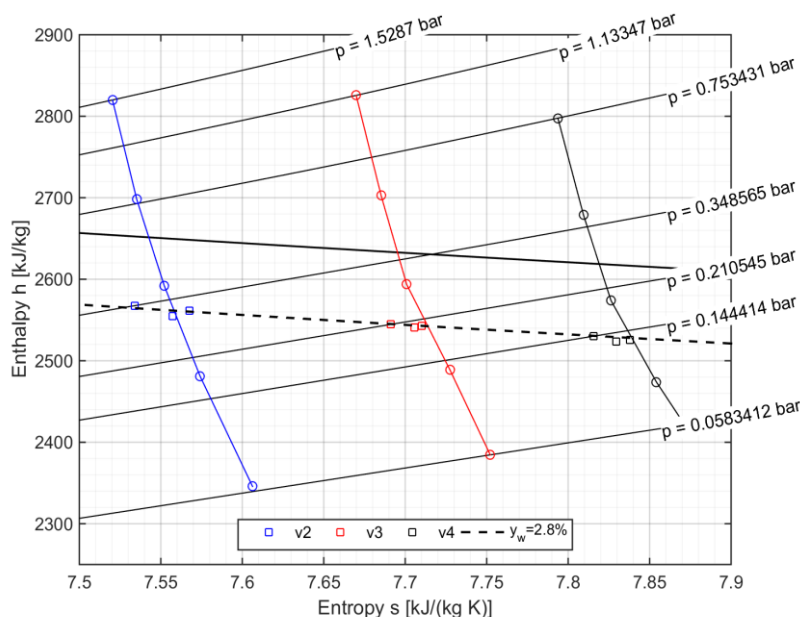
Obr. 75: Poloha „mixing plane“ a definice veličiny ϕ



Obr. 76: Rozložení veličin před a za „mixing plane“ mezi LSB-2 a LSN-1 na středním řezu pro provoz v2



Obr. 77: Rozložení veličin před a za „mixing plane“ mezi LSN-1 a LSB-1 na středním řezu pro provoz v4



Obr. 78: Wilsonova linie v i-s diagramu

7.2.2.2 Oblast stupně LS-0

Kvantitativní představu o vlivu jednotlivých kapalných fází definovaných dle místa vzniku na hodnotu vlhkosti za odtokovou hranou poslední lopatky $y_{LSB-0,TE}$ průměrovanou hmotnostním tokem udává Tab. 15, kde je také uveden procentuální podíl jednotlivých fází δy_p na této hodnotě. Z této tabulky je patrné, že majoritní podíl tvoří v případě provozu v2 vlhkost tvořená fázemi P2 a P3, tzn. vzniklá nukleací v lopatkových řadách LSB-2 a LSN-1. Vlhkost tvořená fázemi P4 až P6 tvoří pouze zanedbatelnou část výstupní vlhkosti. V případě provozů v3 a v4 vzniká prakticky veškerá vlhkost v lopatkové řadě LSN-1. V podstatě to znamená, že téměř veškerý nárůst vlhkosti lze ve stupni LS-0 je způsoben růstem kapek vzniklých v předchozích lopatkových řadách a sekundární nukleace v oblasti stupně LS-0 je relativně slabá.

Provoz	$y_{LSB-0,TE}$ [%]	δy_2 [%]	δy_3 [%]	δy_4 [%]	δy_5 [%]	δy_6 [%]
v2	9.10	78.6	21.2	1.4×10^{-1}	5.3×10^{-4}	3.3×10^{-3}
v3	7.67	2.4×10^{-4}	100.0	9.4×10^{-3}	2.8×10^{-4}	3.4×10^{-5}
v4	6.33	1.8×10^{-2}	100.0	5.7×10^{-5}	2.2×10^{-4}	9.1×10^{-5}

Tab. 15: Podíl jednotlivých kapalných fází na výstupní vlhkosti

Kontury podchlazení (dT), vlhkosti (y) a expanzní rychlosti (P_{exp}) průměrovaných hmotnostním průtokem v meridionální rovině v oblasti stupně LS-0 jsou zobrazeny na Obr. 79. Z pohledu průběhu podchlazení a expanzní rychlosti jsou vidět značné rozdíly mezi provozu v2 a v4. U provozu v2 jsou dosaženy vyšší hodnoty expanzních rychlostí. To souvisí s tím, že u provozu v2 zpracovává stupeň LS-0 větší entalpický spád než u provozu v4. To je vidět také z průběhů expanzních čar zobrazených v i-s diagramu na Obr. 78. Obdobně jsou i hodnoty podchlazení vyšší u provozu v2 než u v4, což souvisí s vyššími hodnotami expanzní rychlosti \dot{P} a s rozdílným charakterem vzniku vlhkosti v předchozích stupních.

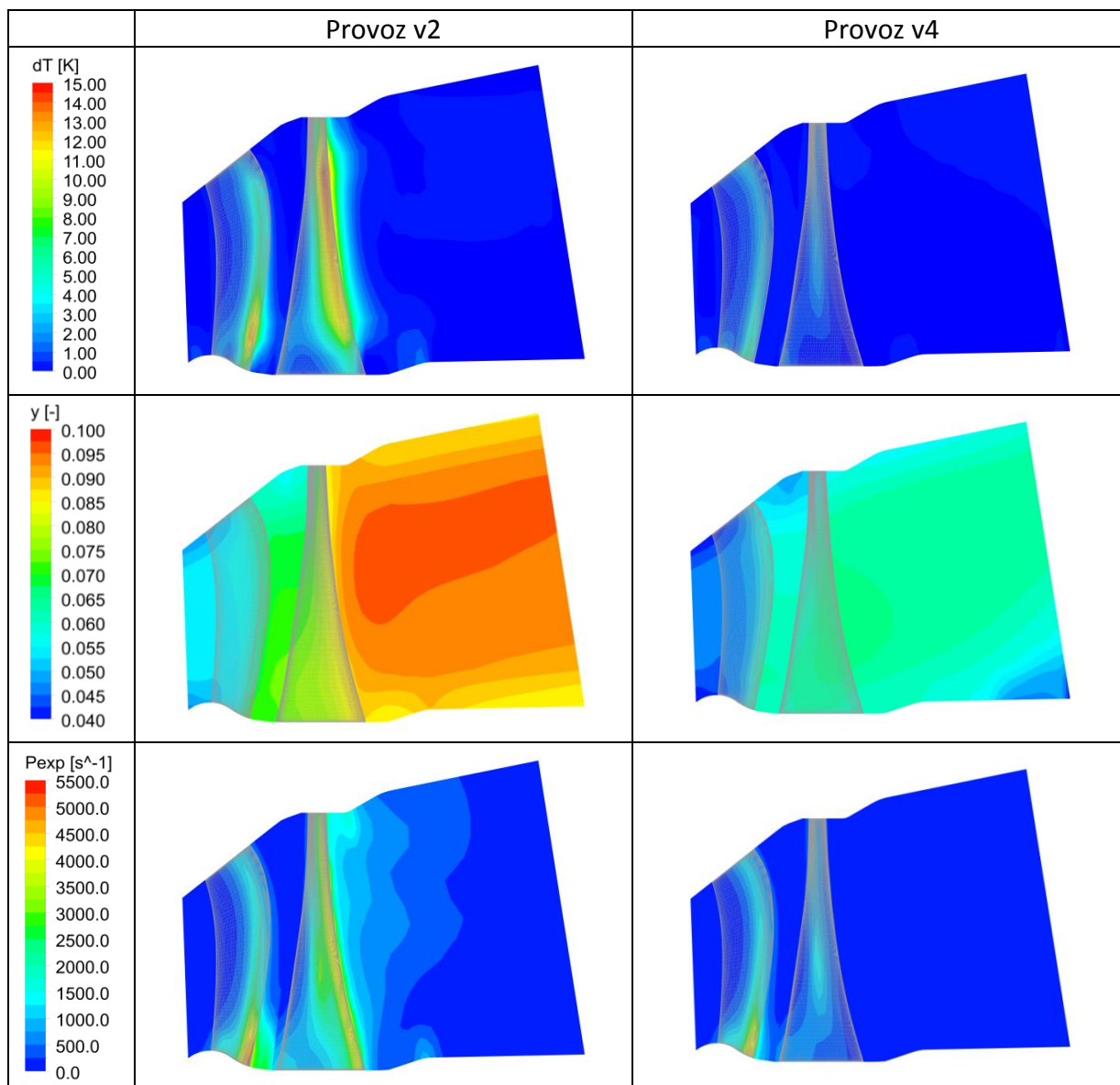
Vývoj vlhkosti y a průměru kapek d pro provoz v2 je zobrazen na Obr. 80. Jsou zde zobrazeny průběhy vlhkosti y a průměru kapek d v rovině za odtokovou hranou LSB-2 (index

LSB-2,TE), v rovině před náběžnou hranou LSN-0 (index LSN-0,LE) a v rovině za odtokovou hranou LSB-0 (index LSB-0,TE). Odlišeny jsou vlhkosti tvořené fází P2 (modrá) a fází P3 (červená), černou barvou je značena výsledná vlhkost y za odtokovou hranou lopatkové řady LSB-0. Fáze P3 vzniká v blízkosti omezujících ploch v lopatkové řadě LSN-1. Za odtokovou hranou LSN-1 je vlhkost daná fází P3 okolo 2 až 3 %, která dále roste na hodnotu okolo 7 až 8 % za LSB-0. Jiná situace nastává u fáze P2, která vzniká nukleací v oblasti středu lopatkové řady LSB-2. Za lopatkovou řadou LSB-2 vzniká poměrně malé množství vlhkosti okolo 0.2 % o velikosti kapek srovnatelných s velikostí kapek za lopatkovou řadou LSN-1 pro fázi P3. Za lopatkovou řadou LSB-0 je na středu vlhkost okolo 9.5 %. Výsledné průměry kapek jsou pro fázi P2 asi 4x až 5x větší než u fáze P3. U fáze P2 tedy vzniká poměrně malé množství vlhkosti v lopatkové řadě LSB-2, ale růst kapek kondenzací v následujících řadách je značný a na výstupu vzniknou velké kapky. U fáze P3 vzniká relativně velké množství vlhkosti v LSN-1 a další růst je mírnější a vznikají menší kapky.

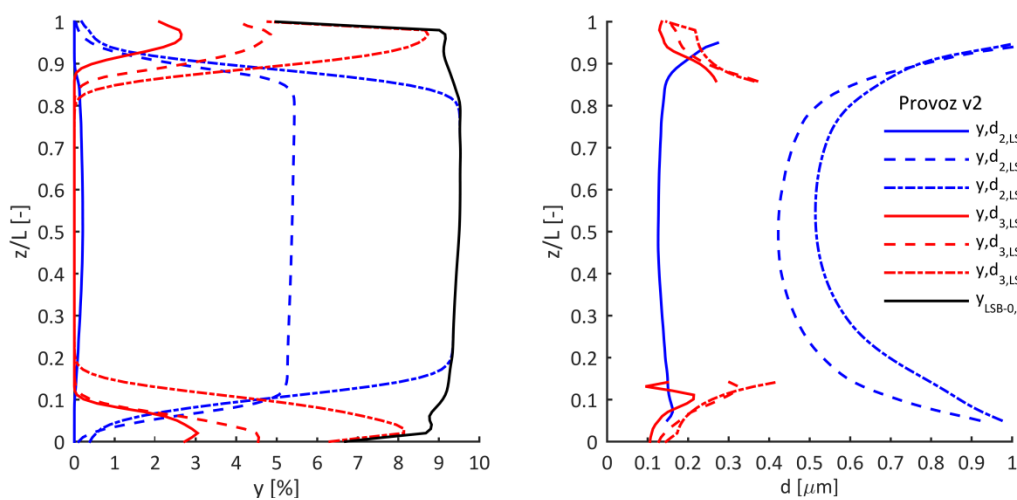
Obdobně je znázorněn vývoj vlhkosti pro provoz v4 na Obr. 81. U tohoto provozu tvoří dominantní složku vlhkosti fáze P3, proto je vynesena pouze sumární vlhkost. Charakter průběhů vlhkosti i průměru kapek je značně rozdílný od provozu v2. Rozložení vlhkosti i velikosti kapek po výšce jsou poměrně rovnoměrné kromě oblastí těsně u omezujících ploch, které jsou výrazněji ovlivněny sekundárními ztrátami. Většina vlhkosti (asi 4 %) vzniká nukleací a následným růstem ve stupni LS-1 a menší část (asi 2 %) následným růstem vzniklých kapek v LS-0.

Na Obr. 79 je vidět, že pro provoz v2 dosahují hodnoty podchlazení a expanzní rychlosti lokálně poměrně vysokých hodnot. Lokální maxima jsou patrná zejména v oblastech kolem paty LSN-0 a špičky LSB-0. V těchto místech dosahují hodnoty podchlazení hodnot dostatečných pro uskutečnění sekundární nukleace. U ostatních provozů byla lokální maxima podchlazení malá pro uplatnění sekundární nukleace. Místa sekundární nukleace pro provoz v2 jsou patrná na obvodově průměrovaných hodnotách nukleační rychlosti J_5 a J_6 pro fáze P5 a P6 zobrazených na Obr. 82. Maximální lokální intenzity nukleační rychlosti J_5 je dosaženo přibližně v relativní vzdálenosti od paty 13.5 % a nukleační rychlosti J_6 v relativní vzdálenosti 84.9 %.

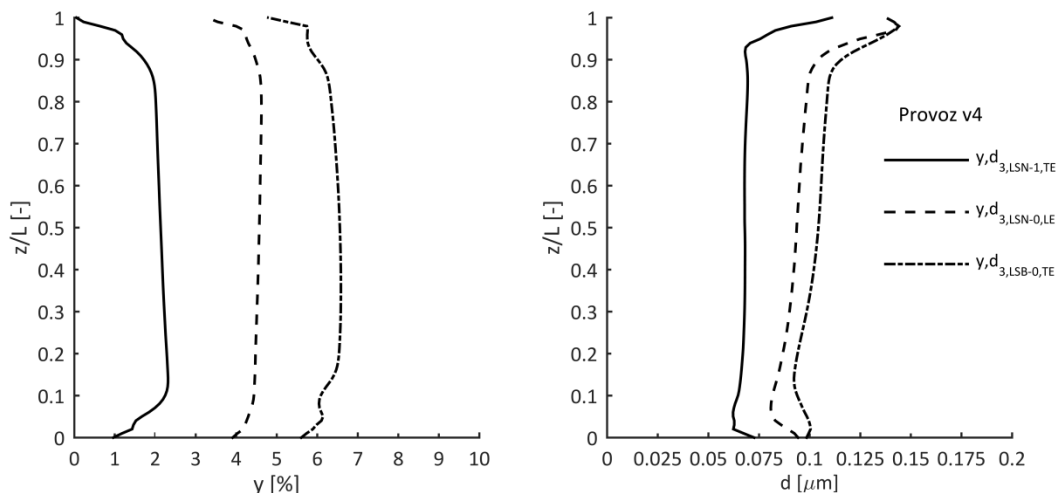
Kontury Machova čísla M , podchlazení ΔT , nukleační rychlosti J_5 nebo J_6 a vlhkosti y_5 nebo y_6 v těchto řezech jsou zobrazeny na Obr. 83 a Obr. 84. U obou případů dochází k nukleaci při transsonickém proudění a maxima podchlazení a nukleační rychlosti korespondují s maximy Machova čísla. Intenzita těchto sekundárních nukleací je z pohledu maxim nukleačních rychlostí a podchlazení srovnatelná řádově s primární nukleací, kde se maxima nukleační rychlosti pohybovala v řádu $10^{20} \text{ m}^{-3}\text{s}^{-1}$ a podchlazení okolo 30 K. Tento jev je z hlediska celkové bilance zanedbatelný. Může mít však lokální význam v ovlivnění proudového pole. To může hrát roli v oblasti špičkových řezů dlouhých lopatek posledních stupňů, kde mohou fluktuace proudového pole významně budít oběžné lopatky. To může vést v krajním případě až k jejímu poškození.



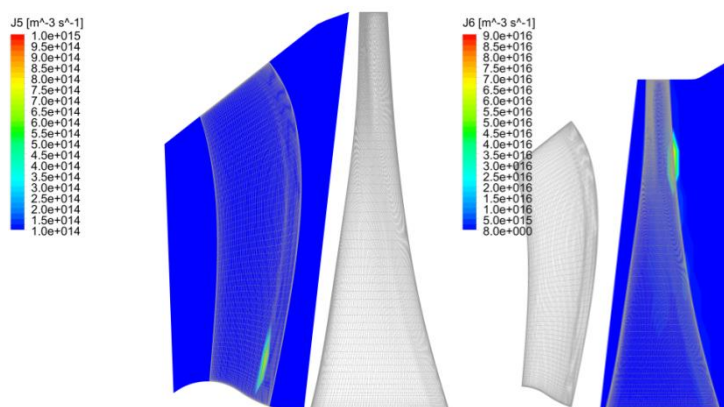
Obr. 79: Obvodově průměrované kontury podchlazení, vlhkosti a expanzní rychlosti v oblasti stupně LS-0



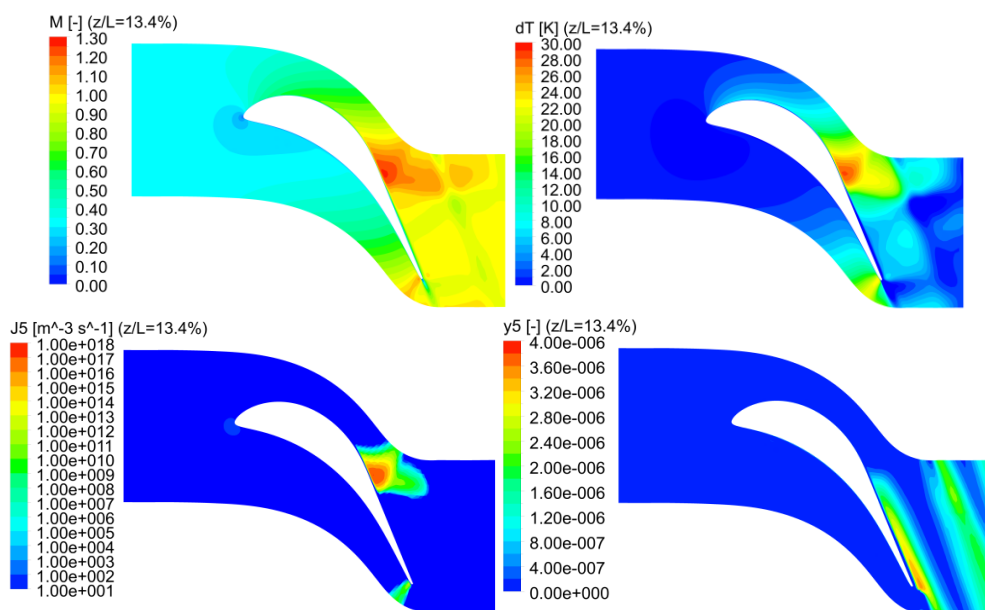
Obr. 80: Vývoj vlhkosti a poloměru kapek napříč průtočnou částí pro provoz v2



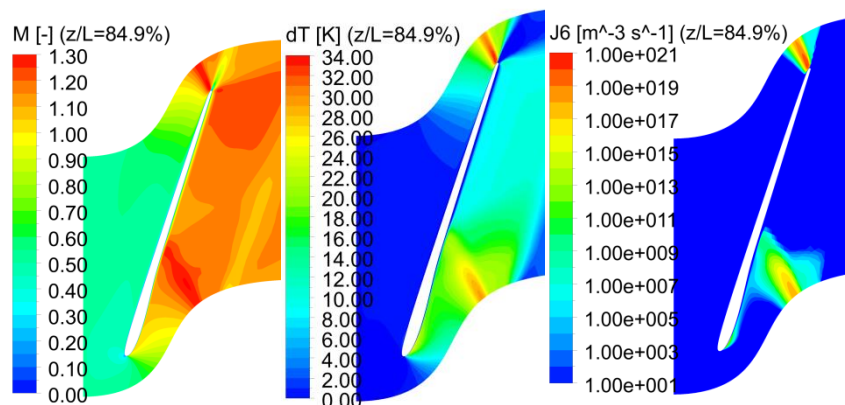
Obr. 81: Vývoj vlhkosti a poloměru kapek napříč průřeznou částí pro provoz v4



Obr. 82: Obvodově průměrované kontury nukleární rychlosti v oblasti stupně LS-0 (provoz v2)



Obr. 83: Řez lopatkovou řadou LSN-0 v oblasti sekundární nukleace (provoz v2)



Obr. 84: Řez lopatkovou řadou LSB-0 v oblasti sekundární nukleace (provoz v2)

7.2.3 Vliv úpravy modelu kondenzace

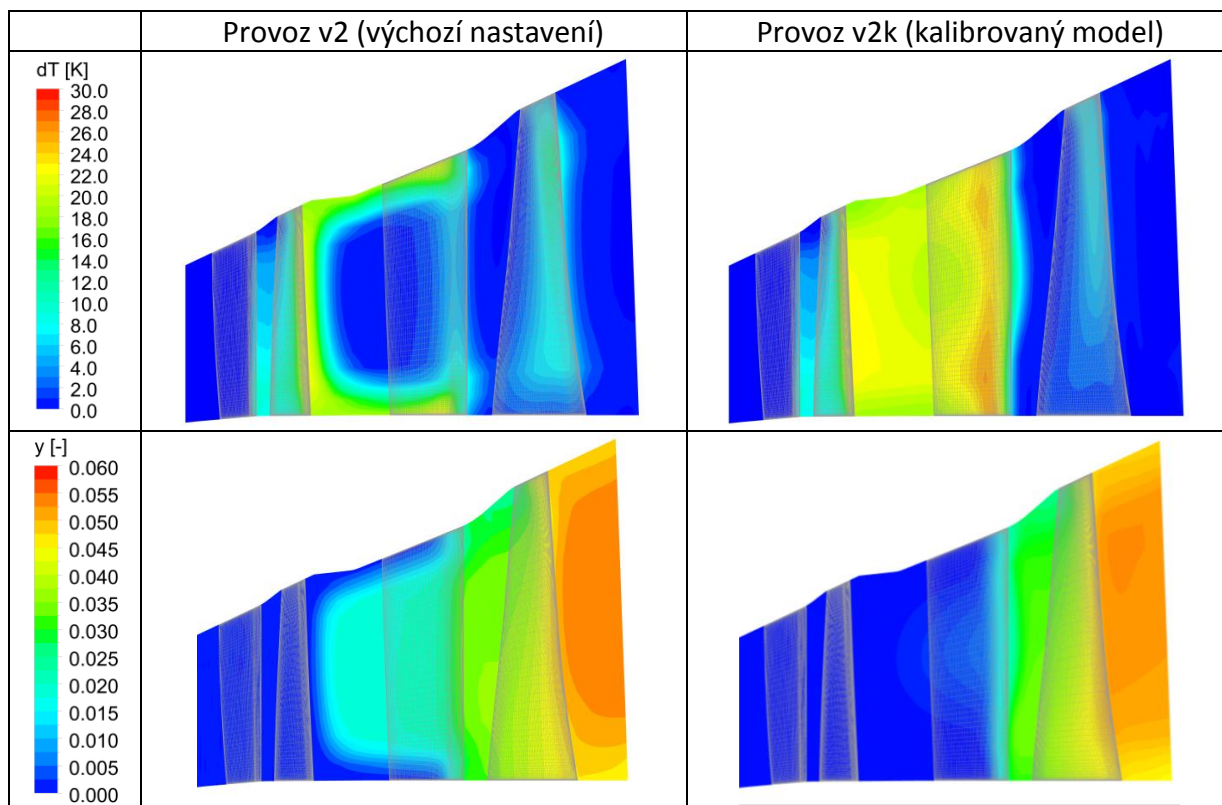
V předchozí kapitole byla provedena kalibrace kondenzačního modelu na základě výpočtů na dýzách. Kalibrovaný model kondenzace je založen na klasické nukleační teorii s neizotermickým korekčním faktorem a korekčním faktorem Gibbsovy volné energie $k_G = 1.25$ pro modelování rychlosti nukleace a modelu růstu kapek dle Younga s parametrem $\alpha = 8$. Výpočty byly provedeny pro provoz v2 a v4, které jsou dále odlišeny jako v2k a v4k.

7.2.3.1 Vliv úprav modelu kondenzace pro provoz v2

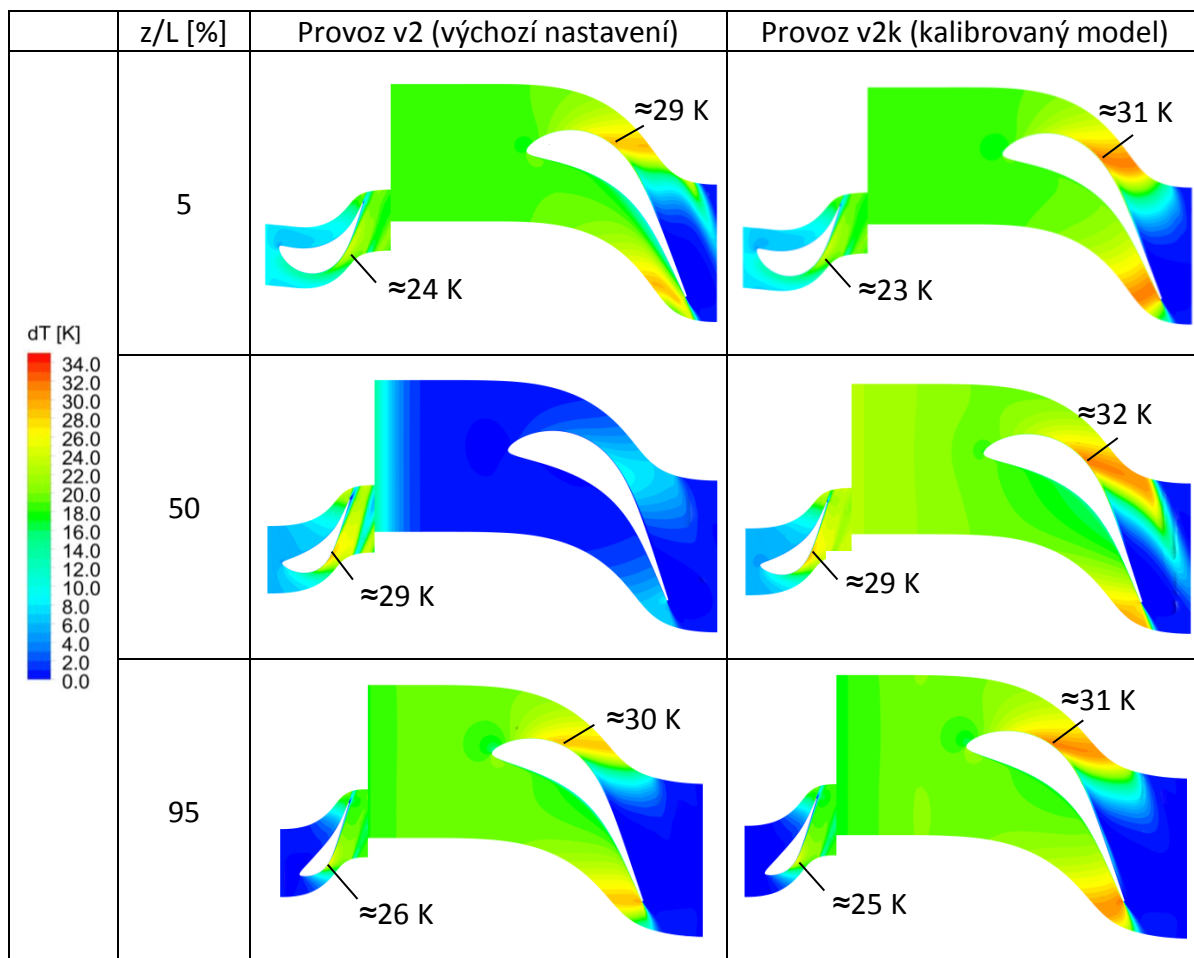
Porovnání výsledků výpočtů pro provoz v2 s výchozím modelem kondenzace a upraveným (kalibrovaným) modelem kondenzace je uvedeno na Obr. 85 až Obr. 89. Na Obr. 85 jsou zobrazeny kontury podchlazení (dT) a vlhkosti (y) v meridionální rovině v oblasti stupňů LS-2 a LS-1. Na Obr. 86 a Obr. 87 jsou zobrazeny kontury podchlazení (dT) a vlhkosti (y) v mezilopátkových kanálech a ve vybraných radiálních řezech pro lopátkové řady LSB-2 a LSN-1. Na Obr. 88 jsou zobrazeny kontury podchlazení (dT) a vlhkosti (y) v meridionální rovině v oblasti stupně LS-0. Na Obr. 89 jsou zobrazeny radiální průběhy vlhkosti (y) a průměrů kapek (d) ve vybraných rovinách (obdobně jako na Obr. 80).

Je patrné, že v tomto případě dochází k výraznému ovlivnění charakteru tvorby kapalně fáze. Oblast primární nukleace v LSB-2 se značně zeslabuje a vzniká zde pouze nepatrné množství vlhkosti. Dominantní složku celkové vlhkosti tvoří vlhkost vzniklá nukleací v LSN-1 (fáze P3). Hodnota maximálního podchlazení narůstá zhruba o 1 až 2 K.

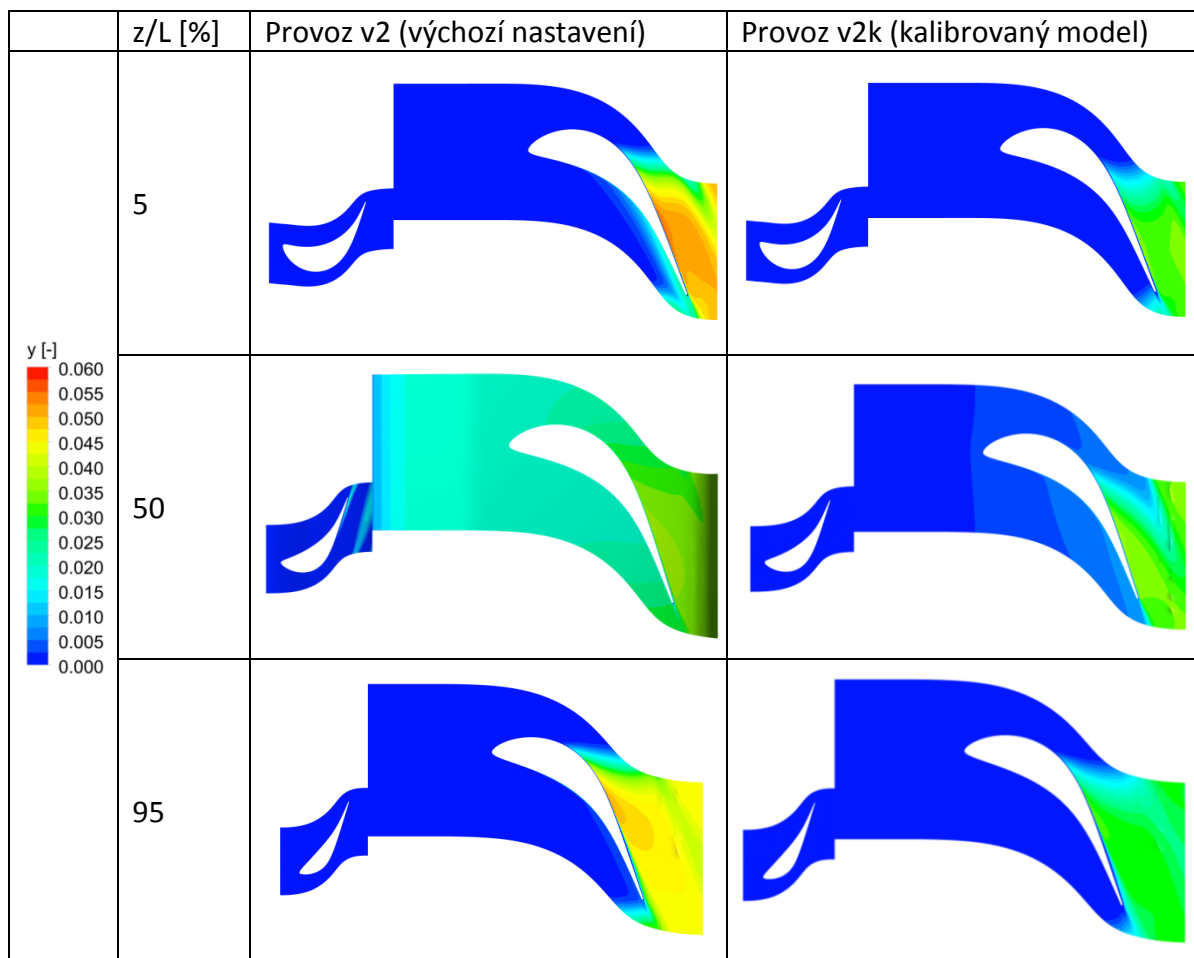
Je ovlivněn i vývoj kapalně fáze v oblasti stupně LS-0. To je patrné zejména na průběhu podchlazení, které je u výpočtu kalibrovaným modelem výrazně nižší než u výpočtu s výchozím nastavením kondenzačního modelu. To je ovlivněno jednak odlišnou velikostí kapek vstupujících do LS-0, jednak odlišnou rychlostí jejich růstu. U kalibrovaného výpočtu vstupují do LSN-0 menší kapky, viz porovnání mezi Obr. 80 ($d_{2,LSN-0,LE}$) a Obr. 89 ($d_{3,LSN-0,LE}$), v důsledku toho u kalibrovaného výpočtu narůstá jejich plocha. To v kombinaci s vyšší rychlostí jejich růstu znamená intenzivnější uvolňování latentního tepla do okolní páry a rychlejší odbourávání podchlazení.



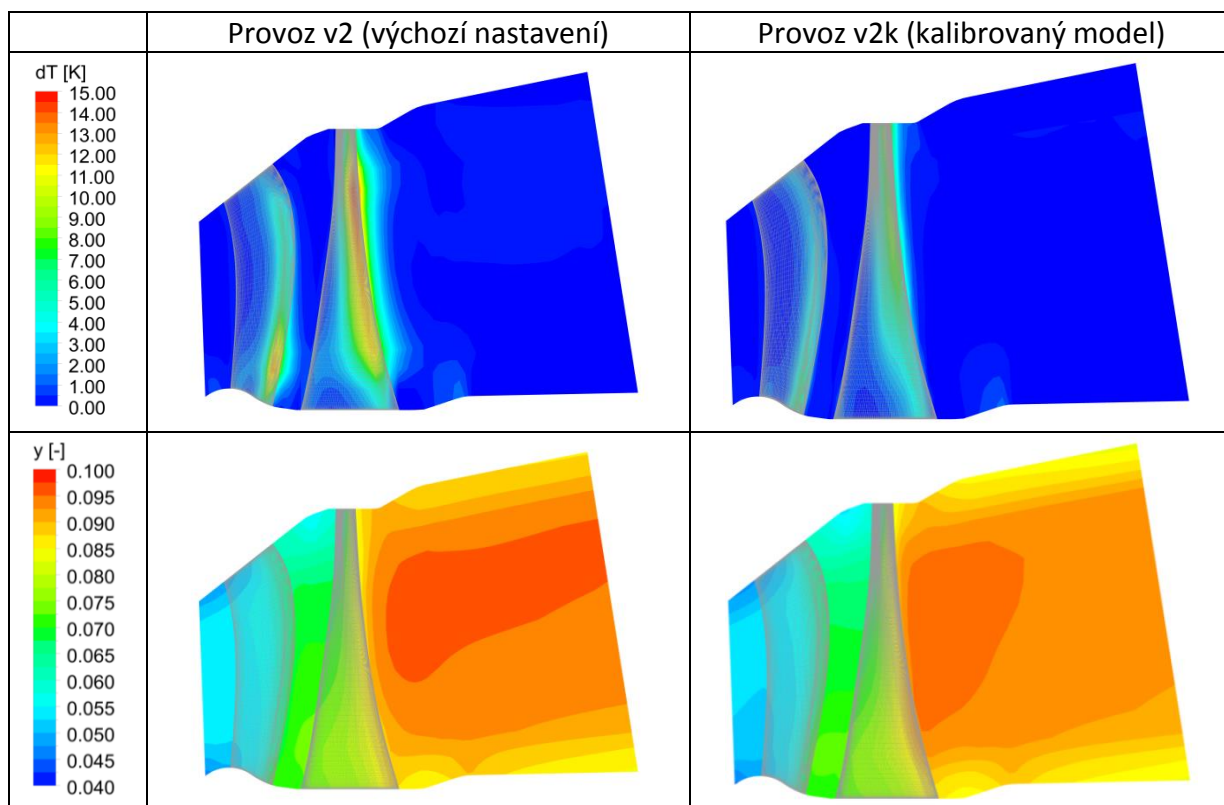
Obr. 85: Vliv kalibrace modelu kondenzace na podchlazení a vlhkost meridionální rovině v LS-2 a LS-1 (Provoz v2)



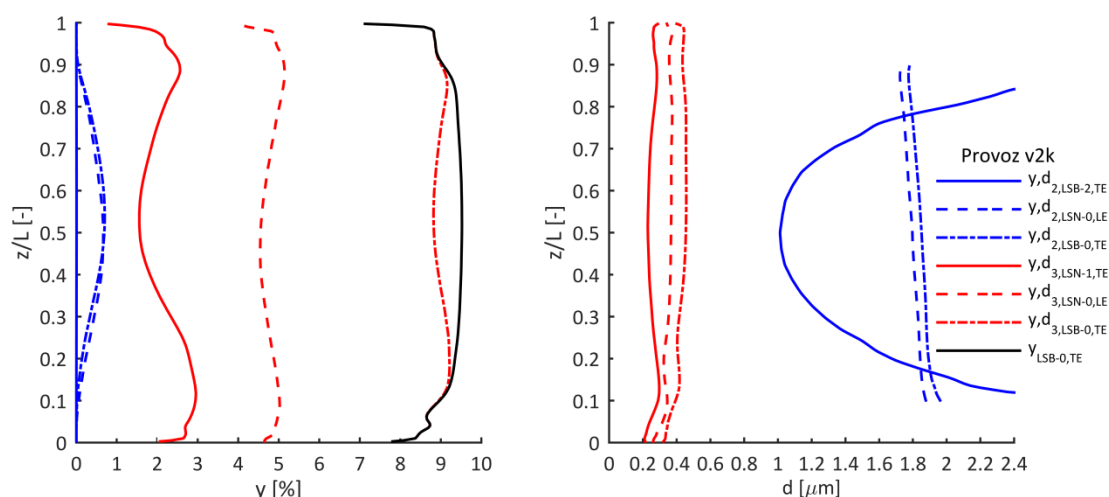
Obr. 86: Vliv kalibrace modelu kondenzace na podchlazení v mezilopatkových kanálech pro LSB-2 a LSN-1 (Provoz v2)



Obr. 87: Vliv kalibrace modelu kondenzace na vlhkost v mezilopátkových kanálech pro LSB-2 a LSN-1 (Provoz v2)



Obr. 88: Vliv kalibrace modelu kondenzace na podchlazení a vlhkost meridionální rovině v LS-0 (Provoz v2)

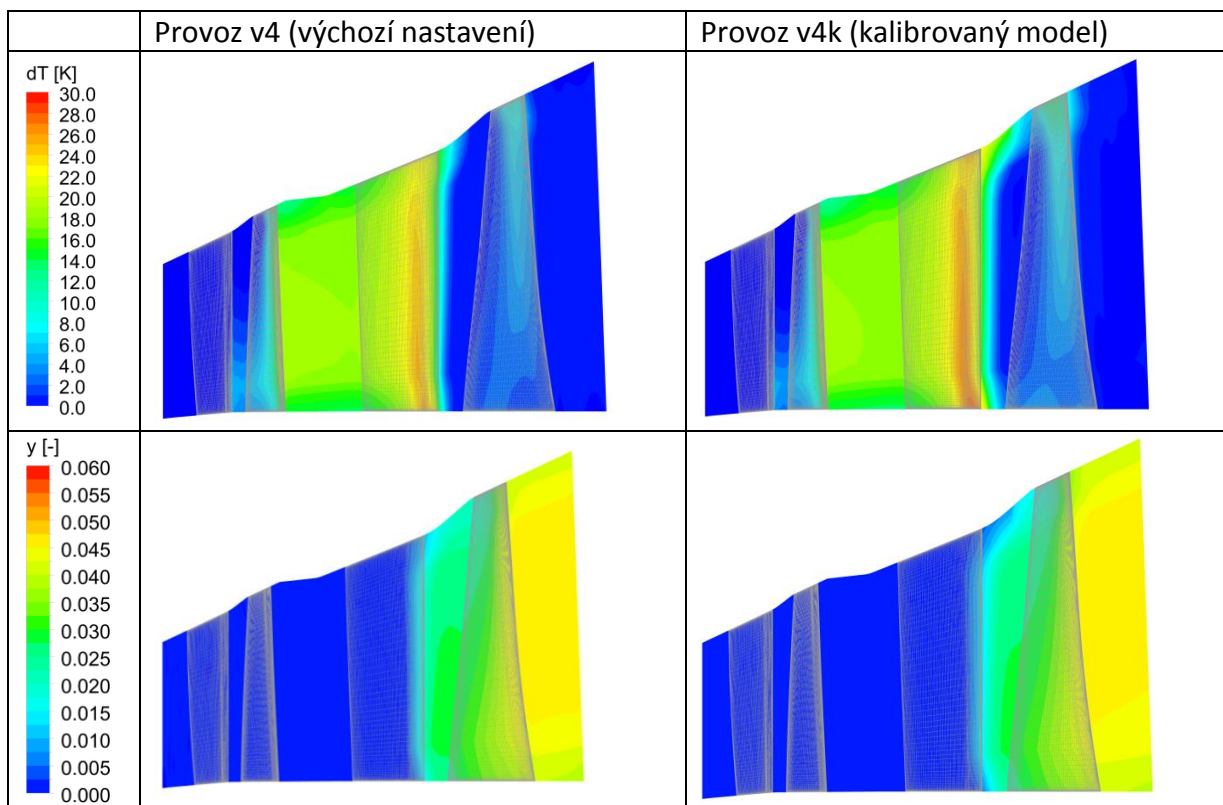


Obr. 89: Vývoj vlhkosti a poloměru kapek napříč průtočnou částí pro provoz v2k (kalibrovaný model kondenzace)

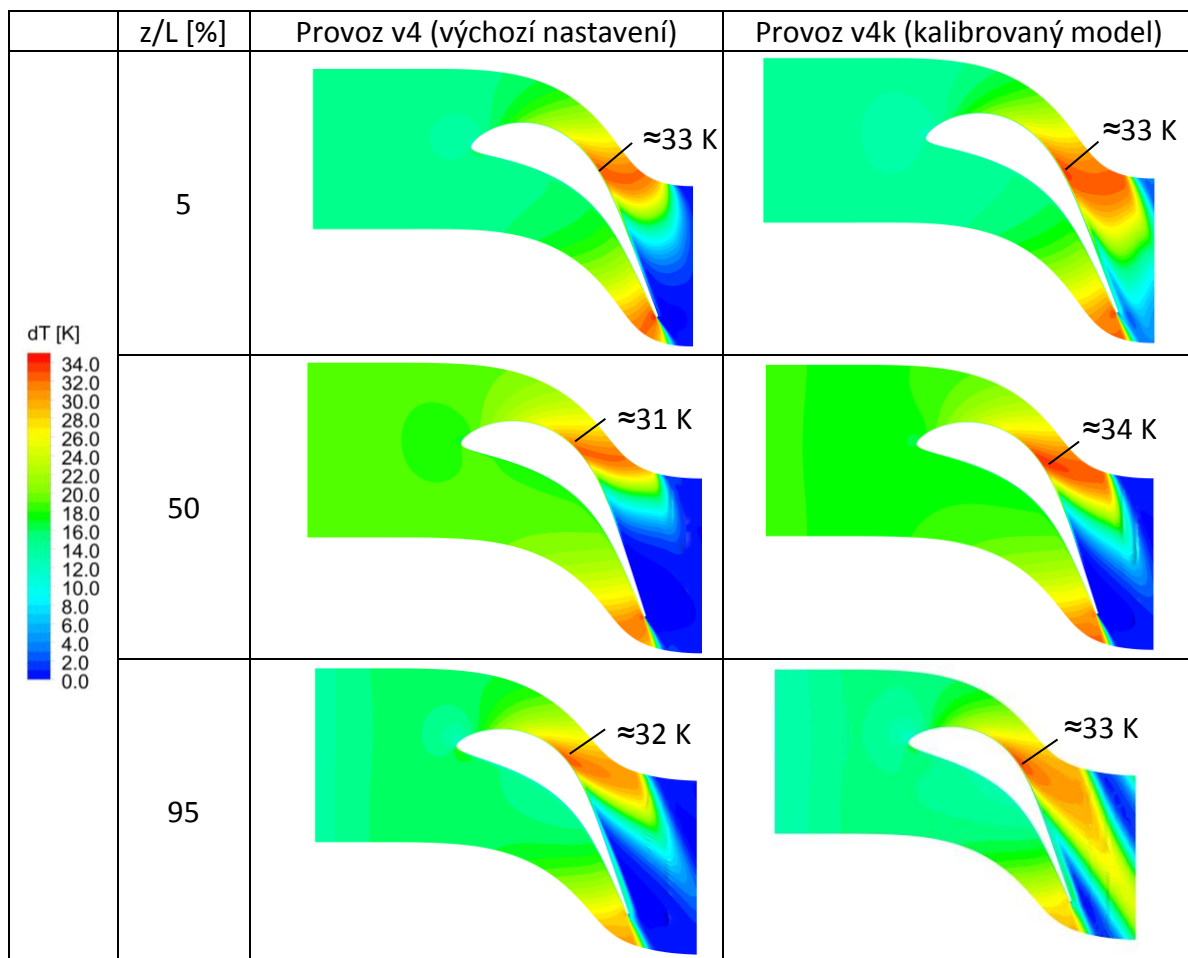
7.2.3.2 Vliv úprav modelu kondenzace pro provoz v4

Porovnání výsledků výpočtů pro provoz v4 s výchozím modelem kondenzace a upraveným (kalibrovaným) modelem kondenzace je uvedeno na Obr. 90 až Obr. 94. Na Obr. 90 jsou zobrazeny kontury podchlazení (dT) a vlhkosti (y) v meridionální rovině v oblasti stupňů LS-2 a LS-1. Na Obr. 91 a Obr. 92 jsou zobrazeny kontury podchlazení (dT) a vlhkosti (y) v mezilopatkových kanálech a ve vybraných radiálních řezech pro lopatkové řady LSB-2 a LSN-1. Na Obr. 93 jsou zobrazeny kontury podchlazení (dT) a vlhkosti (y) v meridionální rovině v oblasti stupně LS-0. Na Obr. 94 jsou zobrazeny radiální průběhy vlhkosti (y) a průměru kapek (d) ve vybraných rovinách (obdobně jako na Obr. 81).

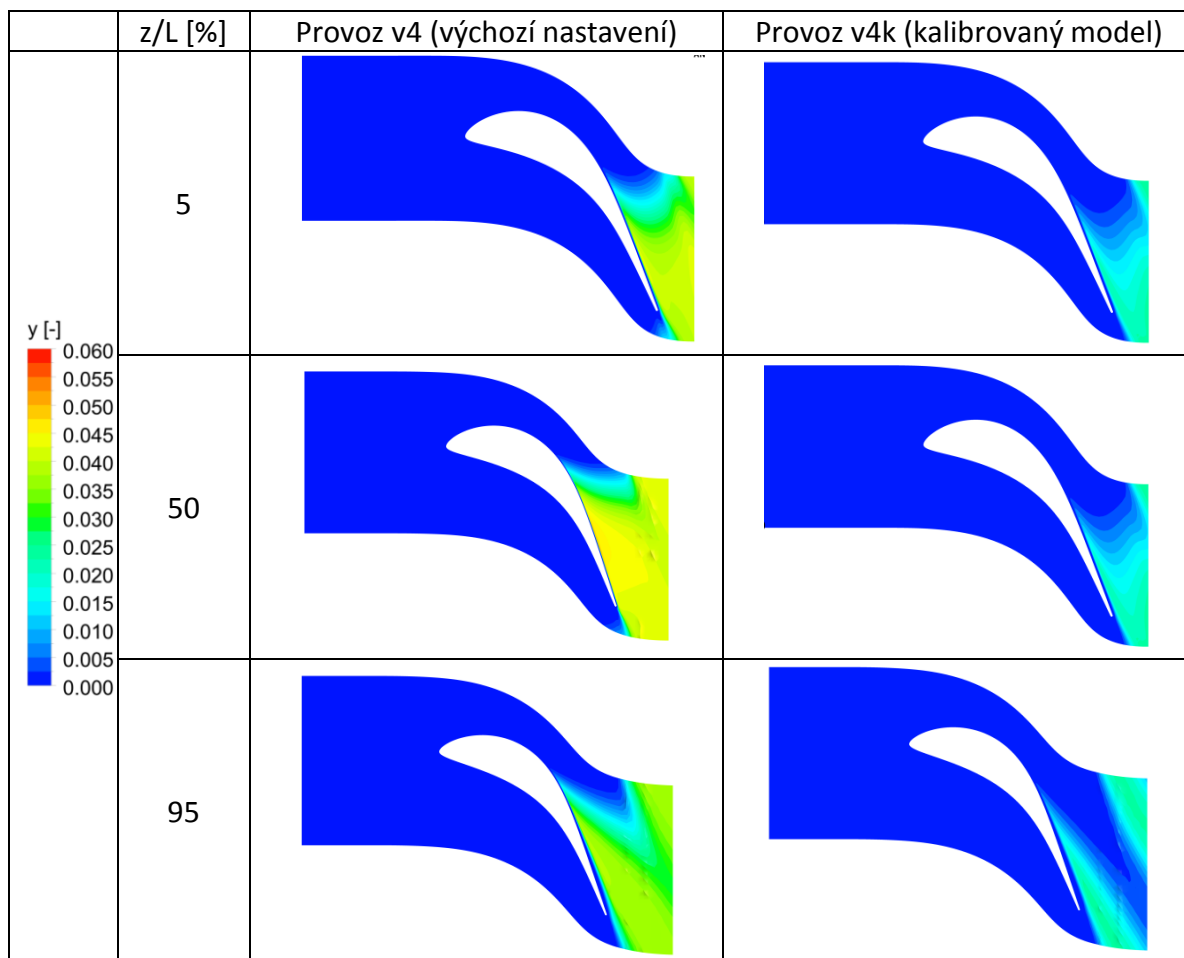
U provozu v4 dochází k posunu primární nukleace po směru proudění, nicméně stále probíhá uvnitř LSN-1. Nedochozí tedy k tak významnému ovlivnění charakteru tvorby kapalně fáze jako u provozu v2. Hodnota maximálního podchlazení se zvýší zhruba o $0 \div 3 \text{ K}$. Ovlivnění proudového pole v oblasti stupně LS-0 je velmi malé. Velikost kapek za LSB-0 se zvýší zhruba 2.5 krát, tj. na hodnotu $0.26 \mu\text{m}$ na středním řezu.



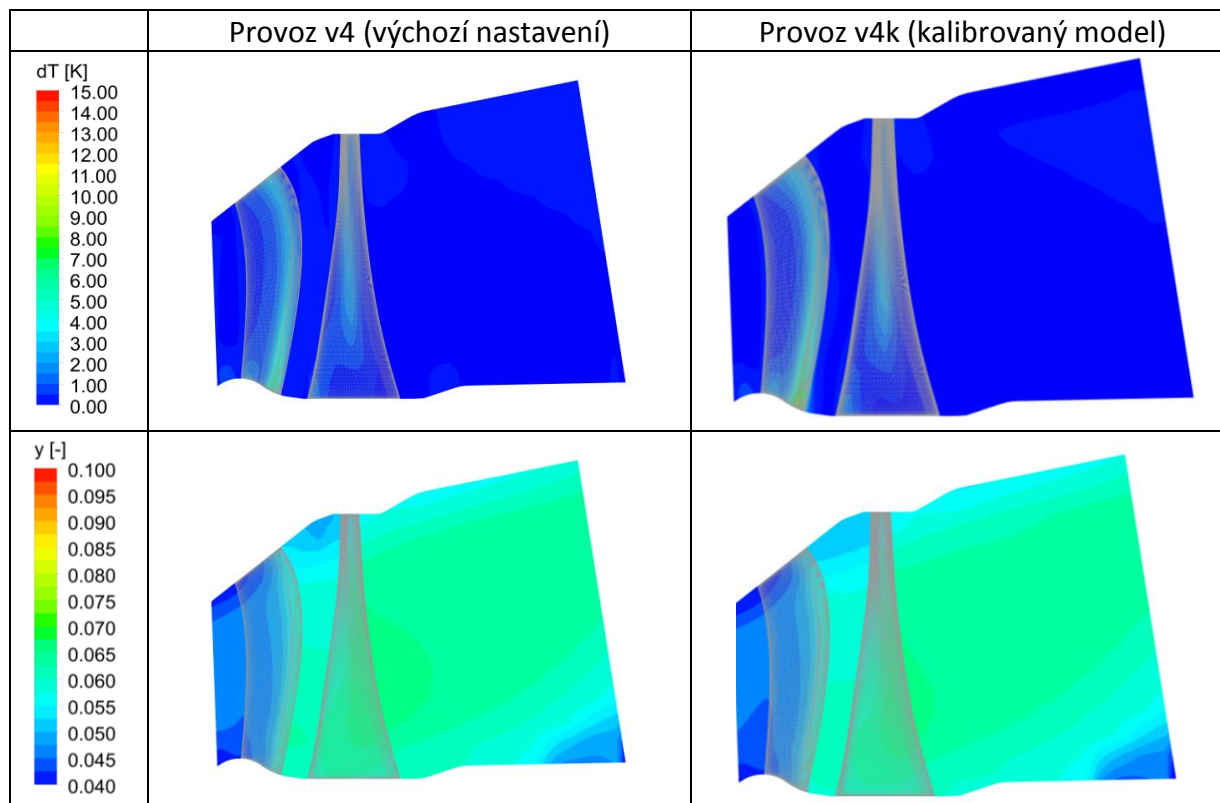
Obr. 90: Vliv kalibrace modelu kondenzace na podchlazení a vlhkost meridionální rovině v LS-2 a LS-1 (Provoz v4)



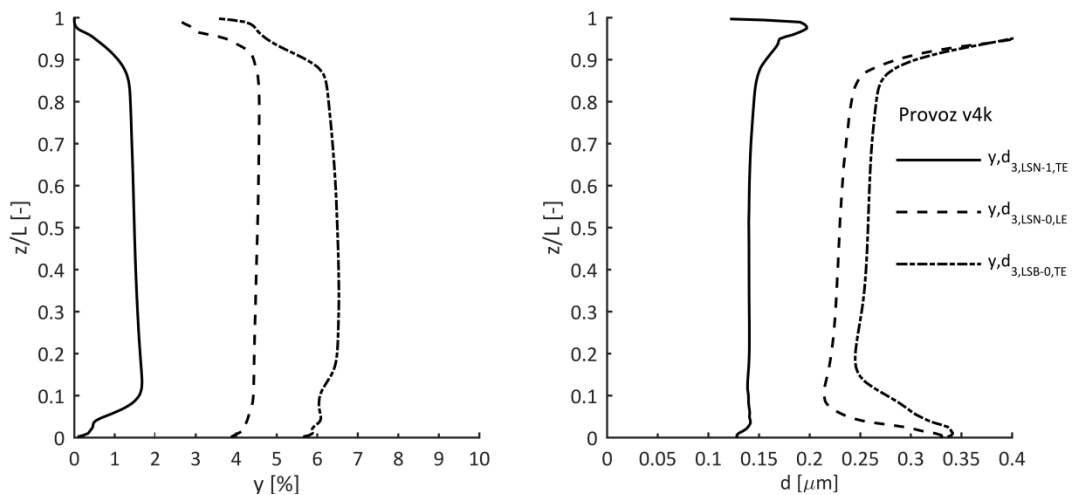
Obr. 91: Vliv kalibrace modelu kondenzace na podchlazení v mezilopatkových kanálech pro LSB-2 a LSN-1 (Provoz v4)



Obr. 92: Vliv kalibrace modelu kondenzace na vlhkost v mezilopatkových kanálech pro LSB-2 a LSN-1 (Provoz v4)



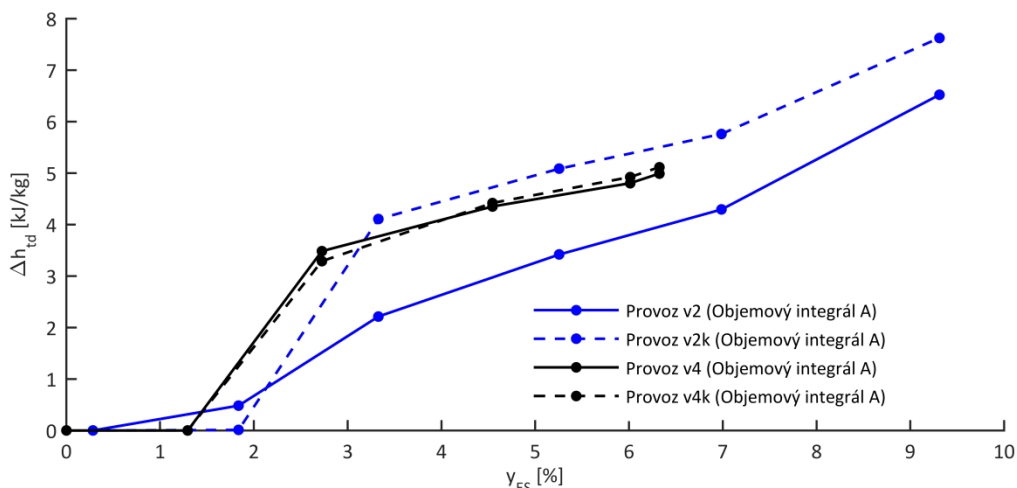
Obr. 93: Vliv kalibrace modelu kondenzace na podchlazení a vlhkost v meridionální rovině pro LS-0 (Provoz v4)



Obr. 94: Vývoj vlhkosti a poloměru kapek napříč průtočnou částí pro provoz v4k (kalibrovaný model kondenzace)

7.2.3.3 Shrnutí vlivu úprav modelu kondenzace

Míra vlivu úpravy modelu kondenzace je různá pro jednotlivé provozy. U provozu v2 dochází k výrazné změně charakteru vzniku a vývoje kapalně fáze, kdežto u provozu v4 dochází spíše k lokálnímu ovlivnění. To se projeví také na průběhu termodynamické ztráty vlhkostí, jejíž průběhy jsou zobrazeny na Obr. 95 a k jejímuž vyčíslení byl použit vztah (7.12). Pro provoz v4 jsou změny minimální, nicméně pro provoz v2 jsou významné. Byly proto také vyhodnoceny radiální průběhy vybraných veličin a vyhodnoceny odchylky vůči rovnovážným výpočtům, blíže viz kapitola 7.2.9.



Obr. 95: Vliv kalibrace modelu kondenzace na termodynamickou ztrátu vlhkostí pro provozy v2 a v4

7.2.4 Vliv úpravy rozhraní mezi LSB-2 a LSN-1 a zjednodušení topologie tvorby kapalné fáze

V rámci této kapitoly byl zkoumán vliv úpravy modelování rozhraní mezi LSB-2 a LSN-1 pro provoz v2, kde dochází k výraznému vlivu obvodového průměrování veličin na rozhraní typu „mixing plane“. Dále byla zkoumána míra zkreslení, při použití zjednodušené definice topologie tvorby kapalné fáze. Výpočty byly provedeny pro provoz v2 s výchozím nastavením modelu kondenzace.

Byly porovnávány následující varianty výpočtů:

- v2 Referenční varianta (bez úprav).
- v2m Vůči referenční variantě byla posunuta poloha „mixing plane“ dále od odtokových hran mříže LSB-2.
- v2b Vychází z úprav provedených v předchozí variantě v2m. Navíc je zde upravena topologie tvorby kapalné fáze ve smyslu snížení dříve definovaných pěti kapalných fází na jednu, u které je definována nukleace a růst kapek napříč celou výpočetní oblastí.
- v2f Vůči předchozí variantě je nahrazeno rozhraní typu „mixing plane“ rozhraním typu „frozen rotor“. U tohoto rozhraní nedochází k průměrování veličin, ale přímému přenosu veličin pro zvolenou vzájemnou polohu LSB-2 a LSN-1.

Počet lopatek LSB-2 je 126 a LSN-1 je 56. To umožňuje modelovat pouze 1/14 výseče, tzn. 9 lopatek LSB-2 a 4 lopatky LSN-1.

Porovnání kontur podchlazení (dT) a vlhkosti (y) na středním řezu je uvedeno na Obr. 96. Průběhy termodynamické ztráty vlhkostí napříč výpočetní oblastí jsou uvedeny na Obr. 97. Průběhy vlhkosti (y) a průměru kapek (d) na vybraných rovinách jsou uvedeny na Obr. 98.

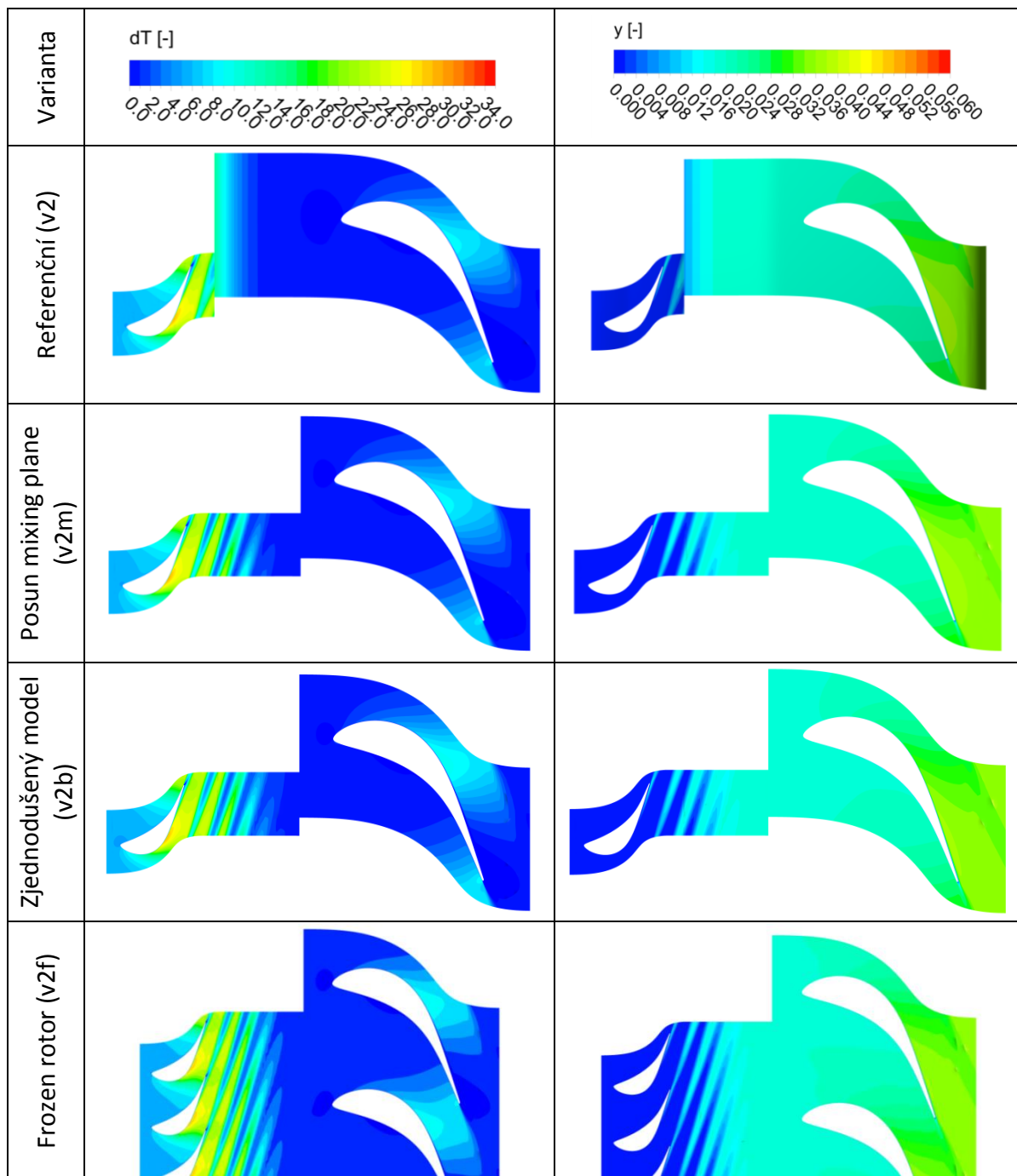
Je vidět, že posunem „mixing plane“ nedochází k tak výraznému lokálnímu zkreslení veličin průměrováním jako u referenční varianty (v2). To je dáno tím, že je „mixing plane“ posunuta do oblasti prakticky nulového podchlazení. Z pohledu průběhu termodynamické ztráty vlhkostí jsou vidět pouze nepatrné rozdíly v hodnotě výsledné ztráty. Projeví se pouze lokální navýšení v okolí rovnovážné vlhkosti 1.8 %. To je dáno tím, že se zvětšila doména LSB-2 na úkor LSN-1. Posunutí „mixing plane“ vedlo tedy k lepší predikci lokálních jevů, ale neovlivňuje příliš celkový charakter tvorby kapalné fáze.

Vlivem zjednodušení definice topologie tvorby kapalných fází, tzn. snížením počtu kapalných fází na jednu, se ztrácí informace o jednotlivých populacích kapek rozlišených podle lopatkové řady, kde vznikly. Na druhou stranu se sníží počet řešených diferenciálních rovnic a sníží se tím značně výpočetní náročnost. Z porovnání variant v2m a v2b je vidět, že snížením počtu kapalných fází nedošlo ke zřetelným změnám proudového pole ani průběhu termodynamické ztráty. Porovnáním průběhů vlhkostí (y) a průměrů kapek (d) ve vybraných rovinách na Obr. 98 s výsledky z referenční varianty na Obr. 80 zjistíme, že průběh výstupní vlhkosti zůstává prakticky nezměněn. Absencí fáze P3 dojde k ovlivnění průběhů velikostí kapek.

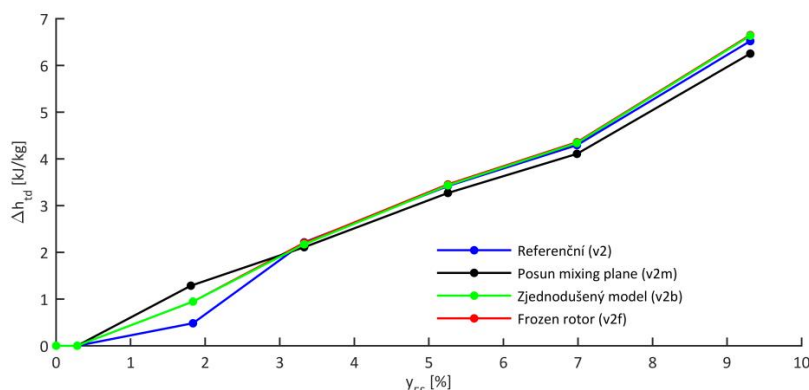
Z porovnání výsledků variant v2b a v2f je patrné, že aplikací rozhraní typu „frozen rotor“ dochází k zanedbatelným odchylkám ve výsledcích. To je dáno tím, že je rozhraní umístěno v oblasti téměř nulového podchlazení. Dalo by se očekávat, že k větší rozdíly by byly patrné v případě, že by byly lopatkové řady umístěny vůči sobě blíže a nerovnoměrné rozložení podchlazení by se promítlo dovnitř mezilopatkového kanálu LSN-1.

Z tohoto porovnání plyne, že je vhodné umísťovat rozhraní „mixing plane“ pokud možno co nejdále za odtokové hrany lopatek a že snížením počtu kapalných fází je přijatelné zjednodušení pro redukci výpočetního času, není-li potřeba sledovat jednotlivé populace

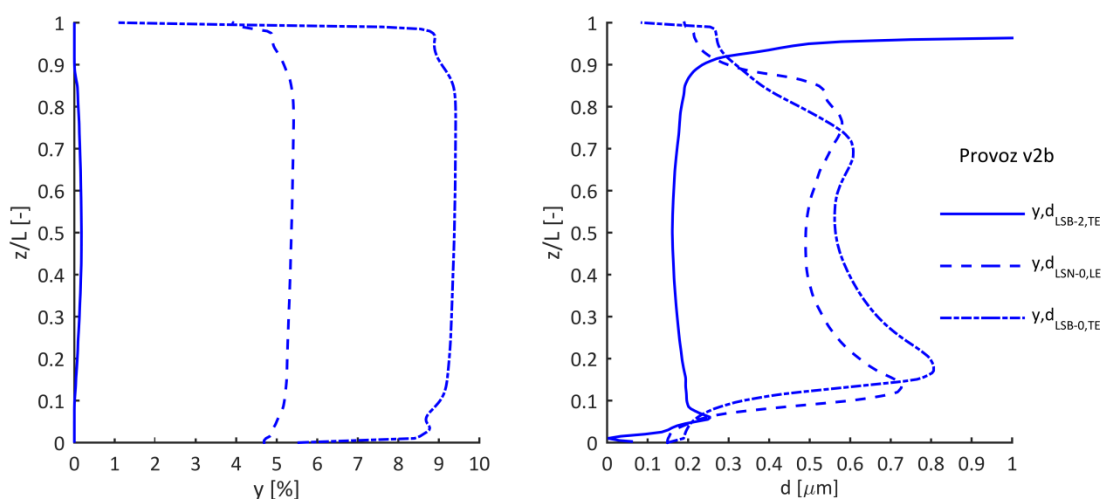
kapek, např. z pohledu posouzení vzniku sekundární nukleace apod. V tomto případě se neprokázalo zpřesnění výsledků vlivem náhrady rozhraní typem „frozen rotor“, což nelze úplně zobecnit na libovolnou geometrickou konfiguraci. Dá se předpokládat vyšší míra ovlivnění v případech, že budou lopatkové řady velmi blízko u sebe.



Obr. 96: Vliv úpravy rozhraní mezi LSB-2 a LSN-1 z pohledu průběhů podchlazení a vlhkosti (Provoz v2, z/L=50%)



Obr. 97: Vliv úpravy rozhraní mezi LSB-2 a LSN-1 z pohledu průběhů termodynamické ztráty vlhkostí (Provoz v2)



Obr. 98: Vývoj vlhkosti a poloměru kapek napříč průtočnou částí pro variantu v2b (zjednodušený model)

7.2.5 Vliv změny vstupní teploty

V této kapitole je provedena studie citlivosti výsledků výpočtů na změnu vstupní teploty. Jako referenční varianta byl zvolen výpočet provozu v2 s rozhraním typu „frozen rotor“ mezi lopatkovými řadami LSB-2 a LSN-1 se zjednodušenou topologií tvorby kapalně fáze. Jedná se o variantu v2f popsanou v kapitole 7.2.4. Vůči referenční variantě, kde byla na vstupu teplota T_{0cref} , byly zkoumány varianty se změnou vstupní celkové teploty o ± 5 K. Použité okrajové podmínky jsou shrnuty v Tab. 16.

Varianta	p_{0cm} [bar]	i_{0cm} [kJ/kg]	T_{0cm} [K]
$T_{0c}=T_{0cref}-5K$	1.57	2815.3	444.4
$T_{0c}=T_{0cref}$		2825.3	449.4
$T_{0c}=T_{0cref}+5K$		2835.3	453.4

Tab. 16: Okrajové podmínky pro výpočty s upravenou vstupní teplotou

Kontury podchlazení (dT) a vlhkosti (y) v meridionální rovině v oblasti stupňů LS-2 a LS-1 jsou zobrazeny na Obr. 99. Kontury nukleační rychlosti (J), podchlazení (dT) a vlhkosti (y) na středním řezu pro lopatkové mříže LSB-2 a LSN-1 jsou zobrazeny na Obr. 100. Průběhy termodynamické ztráty vlhkostí v závislosti na rovnovážné vlhkosti jsou zobrazeny na

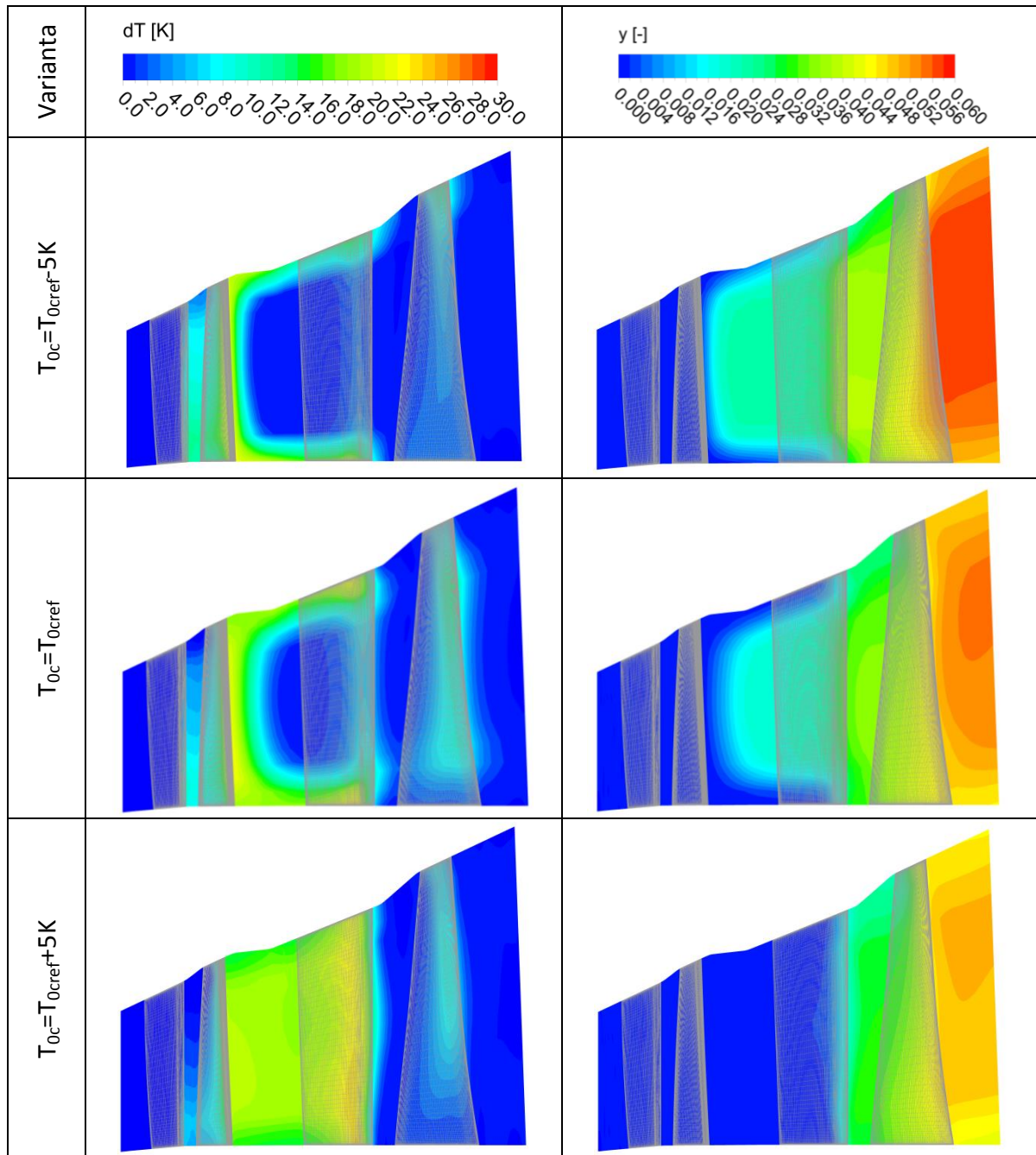
Obr. 101. Pro tyto výpočty nebyly provedeny srovnávací rovnovážné výpočty, proto byla pro vykreslení použita rovnovážná vlhkost určená jako

$$y_{EQ} = f_{IF97}(p, s_{mix}). \quad (7.15)$$

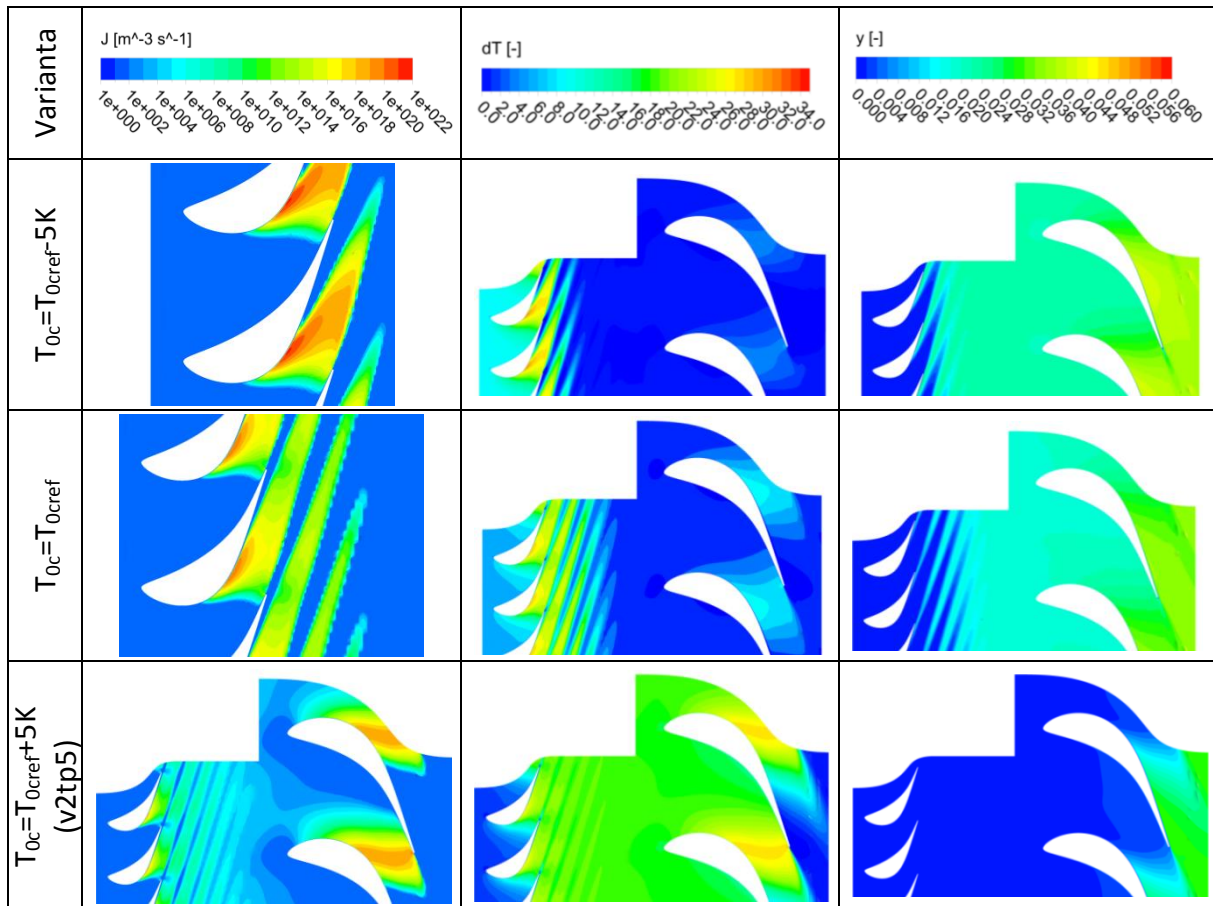
Vývoj vlhkosti z pohledu radiálních průběhů vlhkosti (y) a průměru kapek (d) ve vybraných řezech je zobrazen na Obr. 102. Dále byly vyhodnoceny odchylky vybraných veličin proudového pole vůči referenční variantě, které byly připočítány k odchylkám vůči rovnovážnému výpočtu u varianty v2 (varianta s „mixing plane“ u které byl proveden také rovnovážný výpočet). Tyto odchylky jsou zaneseny do grafů na Obr. 113, Obr. 114 a Obr. 115 v kapitole 7.2.9 zabývající se odchylkami proudového pole vůči rovnovážným výpočtům a odhadem jejich vlivu na účinnost stupňů.

Z kontur veličin v meridionální rovině a na středním řezu mezilopatkovými kanály je vidět, že při snížení celkové vstupní teploty dochází k posunu přechodu Wilsonovy linie směrem proti proudění a nukleace v LSB-2 je výrazně silnější. Je také patrný pokles podchlazení u následující mříže LSN-1. Jsou viditelné změny průběhu termodynamické ztráty vlhkostí, která je vyšší u LSB-2 a nižší u LSN-1, ale za LSN-1 zůstává téměř nezměněna. Je však zajímavé, že další nárůst termodynamické ztráty vlhkostí je pozvolnější a výsledná ztráta je nižší. Výsledné průměry kapek jsou podstatně menší a nárůst velikosti kapek napříč jednotlivými lopatkovými řadami je také menší. Změny vstupních úhlů do rozváděcích a oběžných lopatek (vůči výpočtu s T_{0cref}) jsou zhruba do 3° a změny reakce jsou do 1 %.

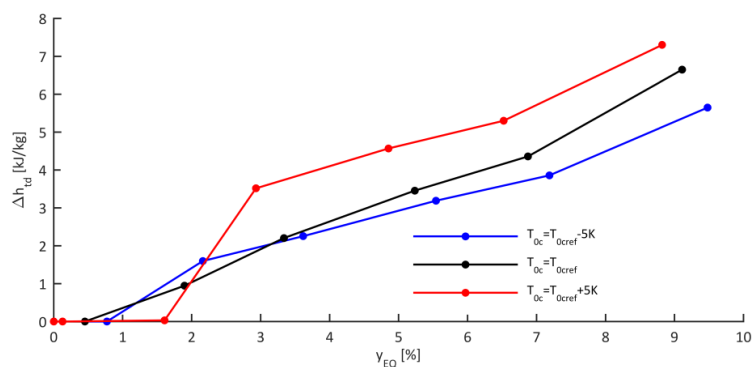
Při zvýšení vstupní teploty se posouvá Wilsonova linie směrem po směru proudění. Nukleace v lopatkové řadě LSB-2 je velmi slabá a je vytvořeno jen nepatrné množství vlhkosti. Naopak probíhá výrazná nukleace v LSN-1. Charakter tvorby kapalné fáze se blíží výsledkům analýz provozů v3 a v4. Termodynamická ztráta je v LSB-2 nulová a naroste v LSN-1. Dále poté roste jen o málo pozvolnějším trendem na celkově vyšší hodnotu. Změny vstupních úhlů do rozváděcích a oběžných lopatek (vůči výpočtu s T_{0cref}) jsou zhruba do 6° a změny reakce stupně do 1 %.



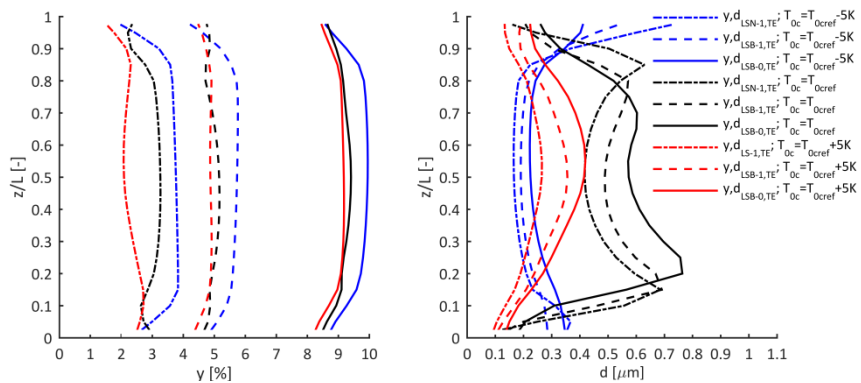
Obr. 99: Vliv úpravy vstupní teploty na podchlazení a vlhkost v meridionální rovině pro LS-2 a LS-1



Obr. 100: Vliv úpravy vstupní teploty na nukleační rychlost, podchlazení a vlhkost v kanálech LSB-2 a LSN-1



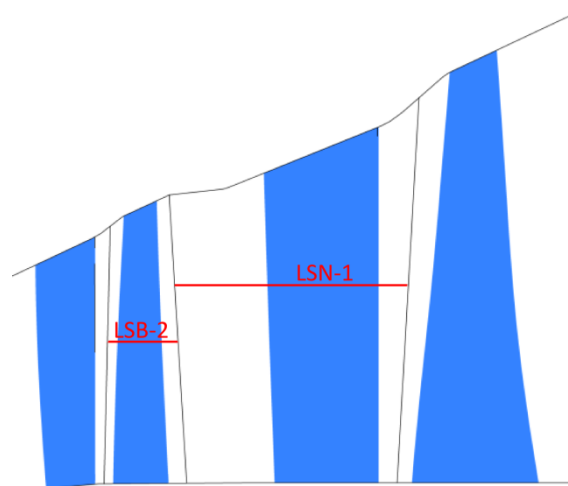
Obr. 101: Vliv úpravy vstupní teploty na termodynamickou ztrátu vlhkosti



Obr. 102: Vliv úpravy vstupní teploty na vývoj vlhkosti a poloměru kapek napříč průtočnou částí

7.2.6 Aplikace modelu binární nukleace pomocí programu COCHEM Flow

V programu COCHEM Flow je implementován model binární nukleace a kondenzace popsany v kapitole 5.1.3. Umožňuje posoudit, zda je reálná binární nukleace páry na jádrech NaCl a míru ovlivnění proudového pole. Pro takovéto posouzení byly vybrány řezy na lopatkách LSB-2 a LSN-1, které jsou zakresleny na Obr. 103. Řez pro LSB-2 je na poloměru 1051.5 mm a pro LSN-1 je na poloměru 1116.6 mm.



Obr. 103: Analyzované řezy lopatky LSB-2 a LSN-1

Okrajové podmínky pro výpočet COCHEM Flow byly voleny na základě analýzy provozu v3 pomocí programu Ansys CFX. Byly odečteny hodnoty celkového vstupního tlaku p_{0c} , vstupního podchlazení ΔT_0 a výstupního tlaku p_2 pro jednotlivé mříže. V COCHEM Flow se zadává v případě vstupu v oblasti pod mezí sytosti celková vstupní rovnovážná entalpie h_{0c} . Program na základě této hodnoty dopočte teplotu podchlazené páry na vstupu T_0 . Hodnota vstupní entalpie h_{0c} byla volena tak, aby bylo zachováno vstupní podchlazení dle Ansys CFX. Okrajové podmínky jsou shrnuty v Tab. 17. V případě LSB-2 bylo vstupní podchlazení zvoleno odlišné od výpočtu Ansys CFX tak, aby v této mříži mohla probíhat kondenzace páry.

Veličina	Jednotky	LSN-1	LSB-2
p_{0c}	bar	0.29773	0.41367
p_2	bar	0.20748	0.28112
p_2/p_{0c}	-	0.6969	0.6796
ΔT_0	K	15.8	15.8
h_{0c}	kJ/kg	2597.2	2610.4

Tab. 17: Okrajové podmínky pro výpočty programem COCHEM Flow

Plynová a Poissonova konstanta byly zvoleny $R = 461.5 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$ a $\kappa = 1.32$.

Výpočty mříže LSN-1 byly provedeny s hodnotami korekčního faktoru Gibbsovy volné energie $k_G = 1.3$ a $k_G = 1.4$. Hodnota $k_G = 1.3$ je výchozím nastavením programu a hodnota $k_G = 1.4$ vychází z rozboru proudění v Lavalově dýze Moses a Stein 252 popsané v kapitole 6.2.3.1. Výpočty pro LSB-2 byly provedeny pouze pro $k_G = 1.4$.

Kontury nukleační rychlosti a vlhkosti pro mříž LSN-1 získané výpočtem pomocí programu Ansys CFX a pomocí výpočtů programem COCHEM Flow jsou uvedeny na Obr. 104. Na Obr. 105 jsou zobrazeny kontury nukleační rychlosti a vlhkosti získané pomocí programu COCHEM Flow. Dále byly vyhodnoceny průběhy podchlazení, vlhkosti, nukleační rychlosti

a expanzní rychlosti napříč křivkou procházející mezilopatkovým kanálem, která je pro jednotlivé mříže zobrazena na Obr. 106. Tyto průběhy jsou vyneseny v závislosti na bezrozměrné délce této křivky na Obr. 113 a Obr. 114.

Pro mříž LSN-1 je vidět, že vliv změny parametru k_G v rovnici pro nukleační rychlost má poměrně malý vliv na polohu a tvar nukleační zóny pro výpočty programem COCHEM Flow při uvažování modelu homogenní kondenzace i binární nukleace. V porovnání s výpočtem pomocí programu Ansys CFX se výpočet programem COCHEM Flow s uvažováním modelu homogenní kondenzace s $k_G = 1.4$ více přibližuje výsledkům pomocí Ansys CFX, což je v souladu s pozorováním na Lavalově dýze Moses a Stein 252 popsané v kapitole 6.2.3.1.

Model binární nukleace predikuje vůči modelu homogenní kondenzace rozšíření nukleační zóny a posun Wilsonovy linie směrem po proudu. Tyto změny jsou více patrné u mříže LSB-2, kde se maximum expanzní rychlosti na sledované křivce pohybuje okolo 3600 s^{-1} , spíše nežli u mříže LSN-1, kde je maximum expanzní rychlosti asi 3x nižší a pohybuje se okolo 1200 s^{-1} . Nárůst hodnoty maximálního podchlazení na sledované křivce je u LSN-1 přibližně 1.5 K a u LSB-2 je přibližně 2.1 K .

V Tab. 18 jsou uvedeny hodnoty ztrátového součinitele ζ , počtu kapek na výstupu N_{out} a odpovídající koncentrace NaCl C_{NaCl} .

Mříž	k_G [-]	ζ [%]		$N_{out} [kg^{-1}]$	$C_{NaCl} [ppb]$
		Homogenní	Binární		
LSN-1	1.3	8.14	8.11	0.783×10^{16}	0.76
	1.4	8.22	7.87	0.310×10^{16}	0.30
LSB-2	1.4	8.16	8.00	2.411×10^{16}	2.34

Tab. 18: Ztrátový součinitel dle výpočtů COCHEM Flow

Ztrátový součinitel ζ je v COCHEM Flow definovaný jako

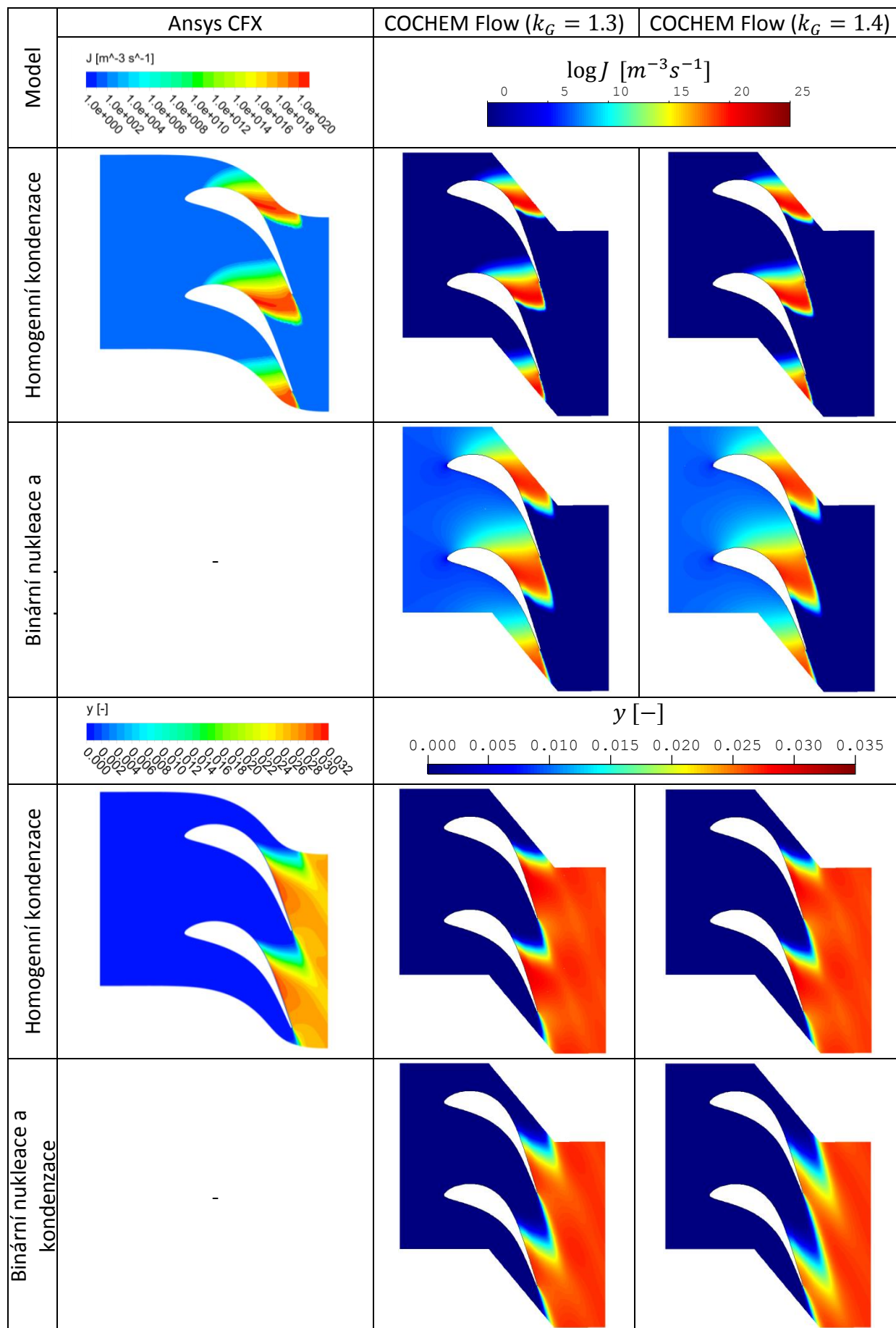
$$\zeta = \frac{h_{out} - h_{is}}{h_{oc} - h_{is}}, \quad (7.16)$$

kde h_{oc} je vstupní celková entalpie, h_{is} je izoentropický spád a h_{out} je výstupní entalpie určená na základě veličin získaných řešením systému řídicích rovnic (5.1) jako

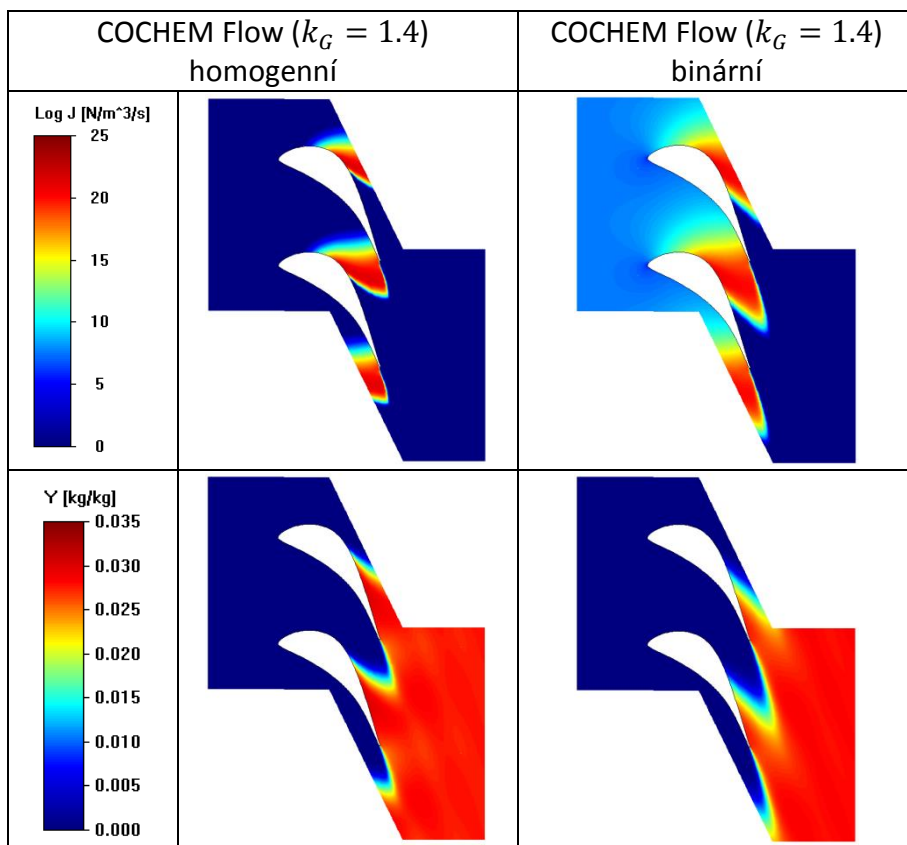
$$h_{out} = \frac{e}{\rho} - \frac{u^2 + v^2}{2} + \frac{p}{\rho}. \quad (7.17)$$

Dle [104] odpovídá hmotnostní koncentraci 1 ppb NaCl molekulová koncentrace $1.03 \times 10^{16} \text{ kg}^{-1}$, potřebná koncentrace NaCl C_{NaCl} se určí tedy jako $N_{out}/1.03 \times 10^{16}$. Ztrátové součinitele vycházejí při aplikaci modelu homogenní kondenzace vyšší, rozdíly nejsou příliš velké. Potřebná koncentrace NaCl je $C_{NaCl} < 3 \text{ ppb}$. Dle [104] je limitní hodnota koncentrace NaCl na vstupu do turbíny $C_{NaCl} < 5 \text{ ppb}$. Potřebná koncentrace C_{NaCl} je nižší a binární nukleace je dle tohoto kritéria reálná.

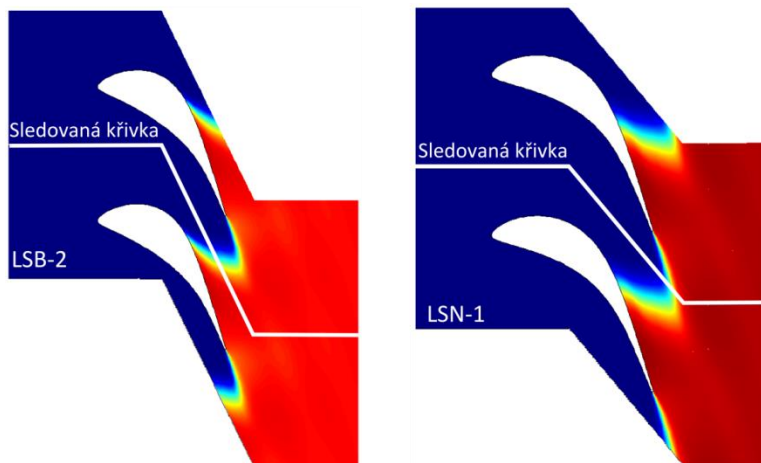
Výsledky výpočtů lze tedy shrnout tak, že aplikací modelu binární nukleace dochází k relativně malým odchylkám proudového pole vůči aplikaci modelu homogenní kondenzace. S ohledem na další nejistoty výpočtu se zdá aplikace modelu homogenní kondenzace v Ansys CFX jako přijatelné zjednodušení. Termodynamická ztráta predikovaná pomocí předpokladu homogenní kondenzace může být mírně nadhodnocená.



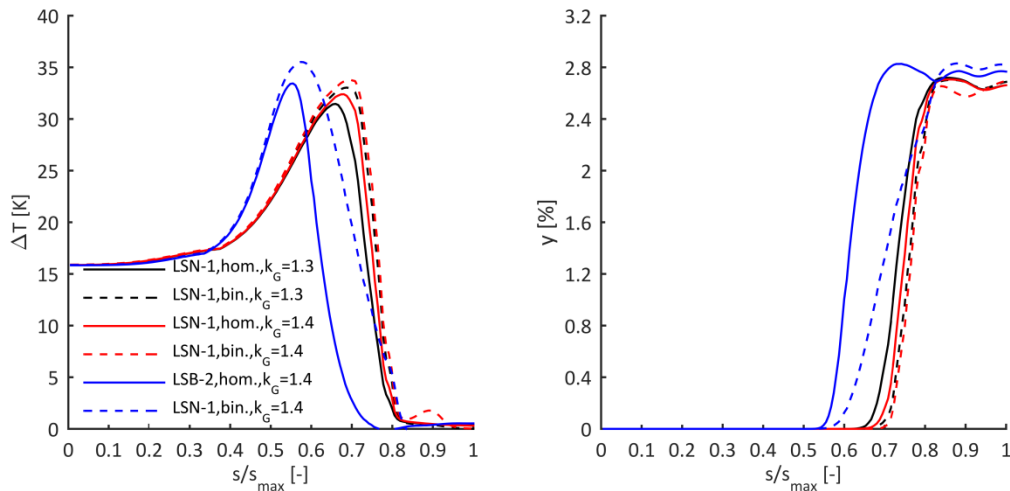
Obr. 104: Kontury nukleační rychlosti a vlhkosti pro výpočty pomocí Ansys CFX a COCHEM Flow pro LSN-1



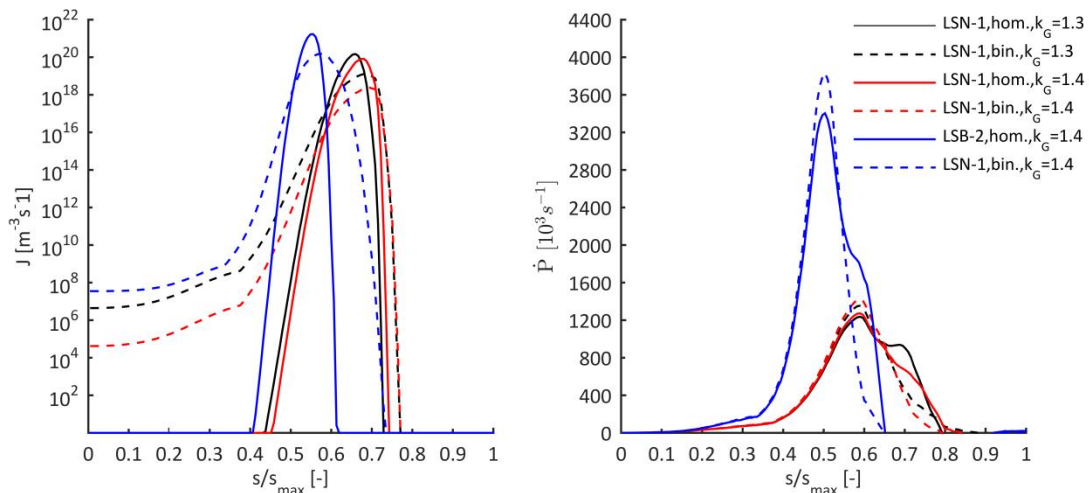
Obr. 105: Kontury nukleační rychlosti a vlhkosti pro výpočty pomocí COCHEM Flow pro LSB-2



Obr. 106: Sledovaná křivka pro vyhodnocení průběhů vybraných proudových veličin pro LSB-2 a LSN-1



Obr. 107: Průběhy podchlazení a vlhkosti pro výpočty programem COCHEM Flow



Obr. 108: Průběhy nukleární rychlosti a expanzní rychlosti pro výpočty programem COCHEM Flow

7.2.7 Vliv kondenzace na vybrané charakteristiky stupňů

V této kapitole jsou porovnány rozdíly vybraných charakteristik stupňů mezi nerovnovážnými výpočty s kondenzací (NES) vůči jednofázovým rovnovážným výpočtům bez kondenzace (ES). Veličiny jsou porovnávány na základě absolutní nebo relativní odchylky, které jsou definovány vztahy

$$\delta X = \frac{X_{NES} - X_{ES}}{X_{ES}}, \quad (7.18)$$

$$\Delta X = X_{NES} - X_{ES}, \quad (7.19)$$

kde δX je relativní odchylka sledované veličiny X , ΔX je absolutní odchylka sledované veličiny X , X_{NES} je hodnota sledované veličiny získaná na základě nerovnovážného výpočtu (NES) a X_{ES} je hodnota sledované veličiny získaná na základě rovnovážného výpočtu (ES). Sledovanými veličinami byly výkon stupně P , rychlostní poměr (u/c_{is}), virtuální plocha stupně F_α a účinnost stupně total-total η_{tt} . Odchylky těchto veličin pro jednotlivé stupně

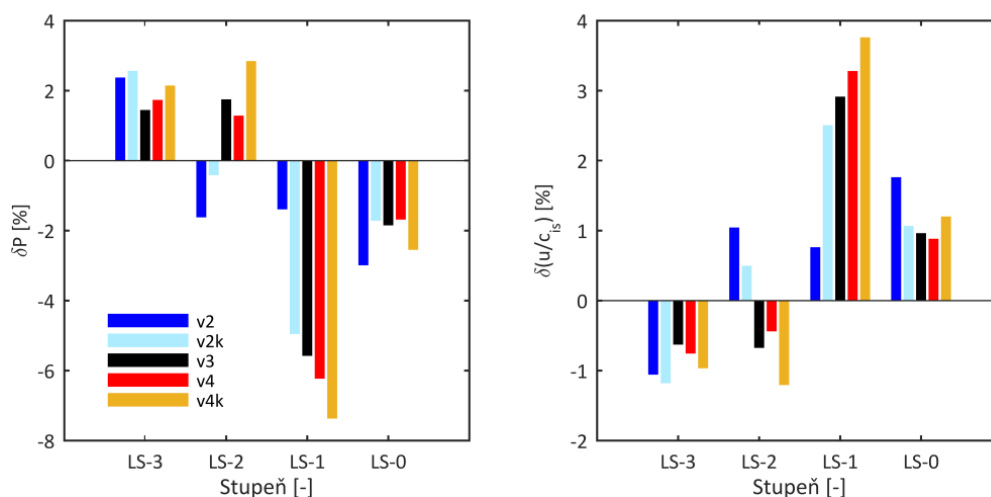
a provozu včetně výpočtů s kalibrovaným modelem kondenzace (v2k a v4k) jsou zobrazeny na Obr. 109 a Obr. 110.

Průměrné množství bylo u nerovnovážných výpočtů v průměru přes jednotlivé provozu přibližně o 0.3 % vyšší než u rovnovážných výpočtů.

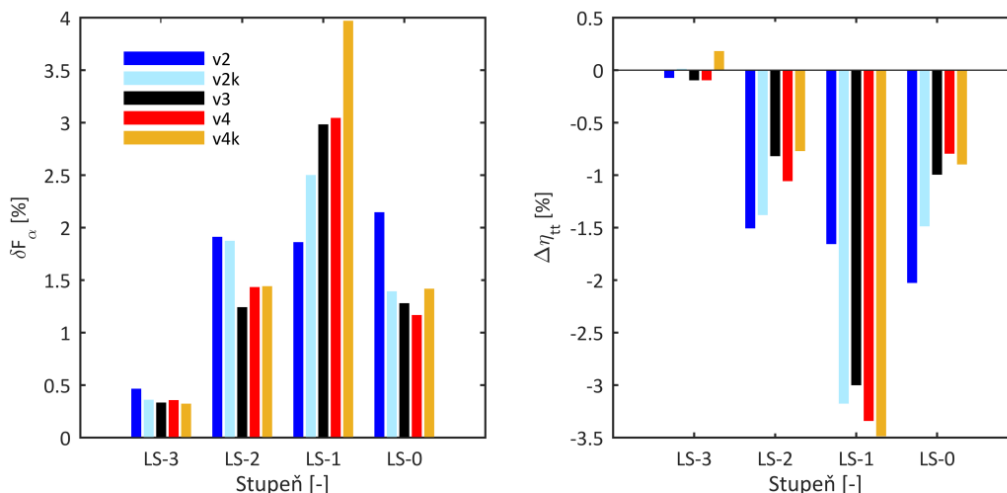
U všech provozů je patrný nárůst výkonu stupně LS-3 a naopak pokles výkonu stupňů LS-1 a LS-0. U stupně LS-2 výkon klesá pro provoz v2 a naopak roste pro provozy v3 a v4.

Prvním efektem, který způsobuje tyto změny výkonu, je přerozdělení tepelných spádů, které je způsobeno odchylkami nerovnovážných parametrů páry od rovnovážných. Nerovnovážné parametry páry se v porovnání s rovnovážnými parametry více blíží parametrům přehřáté páry, která má vyšší hustotu. Při uvažování shodného výstupního tlaku a průměrného množství musí být proto u nerovnovážného výpočtu nižší vstupní parametry (tlak a entalpie). To je patrné na odchylkách rychlostního poměru, který opačně koresponduje s charakterem odchylek výkonů. Je vidět, že u stupňů pracujících v oblasti mokré páry roste poměr, tedy klesá jejich zatížení a v důsledku toho také výkon. To je kompenzováno předchozími stupni, které musí zpracovat vyšší spád a v důsledku toho roste jejich výkon a klesá rychlostní poměr. Tento jev se projeví na hodnotě virtuální plochy stupňů jejím zvýšením pro stupně pracující v oblasti mokré páry. Nárůst virtuální plochy stupně lze také chápat jako nárůst průtoku při uvažování shodných okrajových podmínek.

Dalším faktorem ovlivňující výkon stupňů je jejich účinnost. Nerovnovážné výpočty zahrnují vliv aerodynamických ztrát a termodynamické ztráty vlhkostí, rovnovážné zahrnují pouze aerodynamické ztráty. Snížení účinnosti stupňů je dané zejména zahrnutím termodynamické ztráty vlhkostí do nerovnovážných výpočtů. V malé míře je také ovlivněna ovlivněním proudového pole a následným ovlivněním aerodynamických ztrát.



Obr. 109: Odchylky výkonu a rychlostního poměru



Obr. 110: Odchylky virtuální plochy stupně a účinnosti stupně

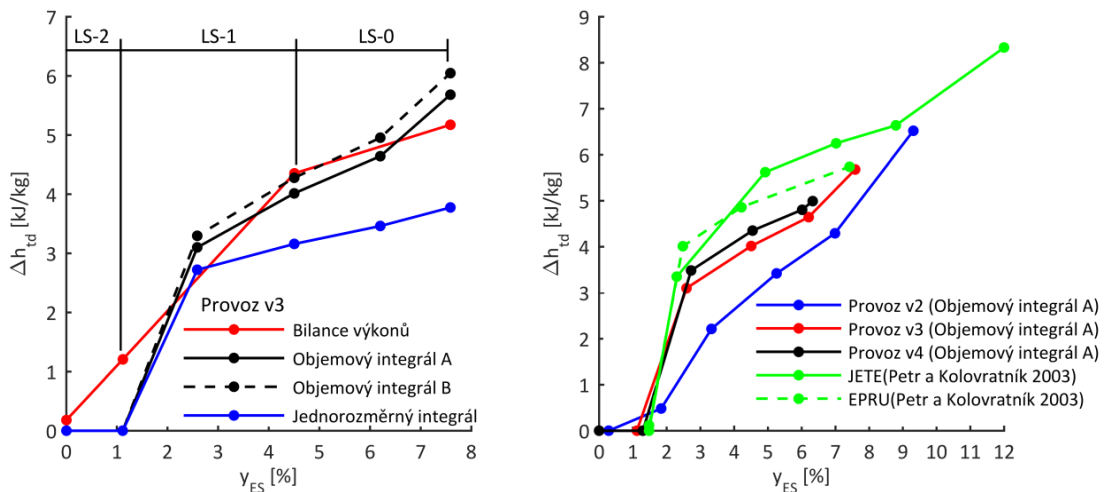
7.2.8 Rozbor termodynamické ztráty vlhkostí

Porovnání metod vyhodnocení termodynamické ztráty pro provoz v3 je zobrazeno v levé části Obr. 111. První metodou je stanovení ztráty na základě bilance výkonů stupňů mezi rovnovážnými a nerovnovážnými výpočty na základě rovnice (7.8), označeno jako „Bilance výkonů“. Další metodou je aplikace objemového integrálu dle rovnic (7.12) a (7.13), označeno jako „Objemový integrál A“ a „Objemový integrál B“. Čtvrtá metoda je založena na průměrování vybraných veličin proudového pole do osy stroje a jejich následná jednorozměrná integrace dle rovnice (7.9), označeno jako „Jednorozměrný integrál“. Výsledky jsou vyneseny v závislosti na průměrované rovnovážné vlhkosti y_{ES} získané z rovnovážného výpočtu v pozicích výstupních rovin z lopatkových řad.

Mezi metodou „Bilance výkonů“ a „Objemovým integrálem A a B“ je relativně dobrá shoda. Výhodou „Objemového integrálu“ vůči „Bilanci výkonů“ je však to, že pro vyhodnocení termodynamické ztráty vlhkostí postačují výsledky pouze nerovnovážného výpočtu a je možné rozdělit ztráty na jednotlivé lopatkové řady a jednotlivé kapalně fáze, kdežto „Bilanci výkonů“ lze provést pouze pro jednotlivé stupně. Rozdíly v definicích „Objemového integrálu A a B“ jsou relativně malé. Křivka zjištěná pomocí „Jednorozměrného integrálu“ se však výrazněji odchyluje od ostatních metod. Tato metoda je zatížena dvojnásobným průměrováním komplexního 3D proudového pole do 1D průběhů podél osy stroje, což je složité 3D proudové pole nepřesné. Další nevýhodou je složitější zpracování dat než u ostatních metod. Pro přímé vyhodnocení termodynamické ztráty z 3D nerovnovážného výpočtu se zdá aplikace „Objemového integrálu“ jako nejpraktičtější postup s dostatečnou přesností.

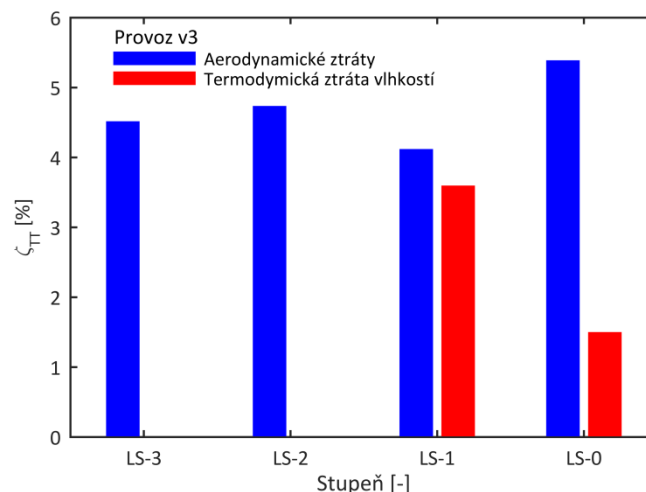
U „Bilance výkonů“ dochází k určitému zkreslení použitím rovnovážných stavových parametrů dle IAPWS-IF97 pro výpočet entropie s_{pk} dle rovnice (7.4). To je patrné pro bod na výstupu z LS-2 ($y_{ES} \approx 1\%$). Vzhledem k tomu, že stupeň LS-2 pracuje v metastabilní oblasti je použití rovnovážné rovnice stavu zkreslující a uměle zvyšuje takto hodnocenou ztrátu. Pro tento bod by bylo lepší tedy použít metastabilní formulaci IAPWS-IF97. U bodů za fázovým přechodem lze považovat parametry páry za přibližně rovnovážné, proto bude zkreslení výrazně menší. Takto vyhodnocená ztráta dále zahrnuje i ovlivnění aerodynamických ztrát způsobenou odchylkami proudového pole nerovnovážného výpočtu vůči rovnovážnému. To znamená, že termodynamická ztráta vyhodnocená na základě „Bilance výkonů“ je obecně nadhodnocená a to zejména v metastabilní oblasti.

Pro další porovnání termodynamické ztráty mezi jednotlivými provozy bude proto použita metoda „Objemový integrál A“. Toto porovnání je vyneseno na grafu v pravé části Obr. 111, kde jsou zároveň vynesena termodynamická ztráta vlhkostí dle výsledků rozborů Petra a Kolovratníka [87] provedené pro nízkotlaké díly turbín JETE (Jaderná elektrárna Temelín) a EPRU (Elektrárna Pruněřov). Je vidět, že pro provozy v3 a v4 je dosaženo obdobných průběhů, nicméně provoz v2 se významně liší. To úzce souvisí s rozdílným charakterem tvorby kapalně fáze u těchto provozů. Dále je zajímavá poměrně dobrá shoda mezi výsledky pro provozy v2 a v3 a výsledky rozborů pro EPRU, ačkoliv se jedná o rozdílné stroje pracující za jiných podmínek a vyhodnocení odlišnou metodou.



Obr. 111: Průběh termodynamické ztráty

Porovnání termodynamické ztráty vlhkostí vůči aerodynamickým ztrátám je uvedeno pro provoz v3 na Obr. 112. Ztráty jsou normalizovány izoentropickým spádem „total-total“ a uvedeny jako ztrátový součinitel ζ_{TT} . Aerodynamické ztráty jsou získány odečtením termodynamické ztráty vyhodnocenou „Objemovým integrálem A“ od celkové ztráty stupně získané nerovnovážným výpočtem. Je vidět, že v oblasti fázového přechodu (stupeň LS-1) jsou prakticky srovnatelné s aerodynamickými ztrátami, ale i v dalším stupni tvoří významnou složku ztrát.



Obr. 112: Porovnání termodynamické ztráty vůči aerodynamickým ztrátám pro provoz v3

7.2.9 Odchytky proudového pole a odhad jejich vlivu na účinnost

7.2.9.1 Odchytky proudového pole

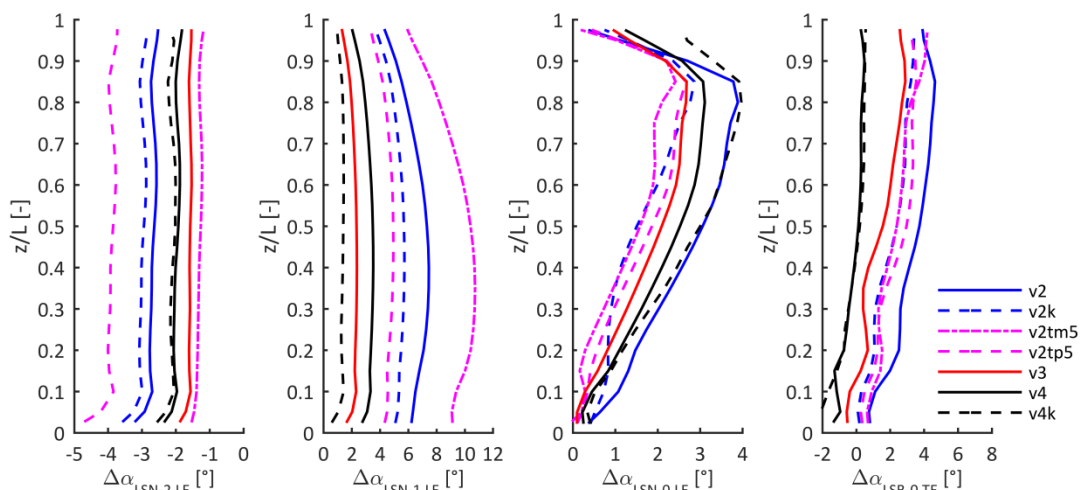
Vlivem nerovnovážných parametrů páry a vlivu uvolnění latentního tepla při kondenzaci páry dochází k ovlivnění proudového pole. Byly proto vyhodnoceny absolutní odchytky vybraných veličin ΔX důležitých pro návrh stupňů dle rovnice (7.19). Pro jednotlivé stupně k byly vyhodnoceny odchytky radiálních průběhů vstupních úhlů do rozváděcích lopatek $\Delta\alpha_{k,LE}$, vstupních úhlů do oběžných lopatek $\Delta\beta_{k,LE}$, reakce stupňů $\Delta\rho_k$ a absolutního výstupního úhlu z oběžných lopatek posledního stupně $\Delta\alpha_{LSB-0,TE}$. Průběhy odchylek těchto veličin jsou zobrazeny na Obr. 113 až Obr. 115. Do porovnání byly přidány také provozní spočítané kalibrovaným modelem kondenzace označené jako v2k a v4k. Pro provoz v2 byly do vyhodnocení zahrnuty také odchytky vycházející z analýz se změněnou celkovou vstupní teplotou označené jako v2tp5 pro nárůst vstupní teploty o 5 K a v2tm5 pro pokles vstupní teploty o 5 K.

Proudové poměry ve stupni LS-3, který pracuje u všech provozů v oblasti přehřáté páry, se změnilo poměrně málo. Je patrný drobný nárůst reakce do 0.5 %. S tím souvisí pokles vstupního úhlu do oběžných lopatek do 3°. Výstupní úhel ze stupně klesá vlivem zvýšení zatížení stupně. To vyvolá změnu vstupního úhlu do následující rozváděcí lopatkové řady LSN-2 o zhruba 2 až 4°.

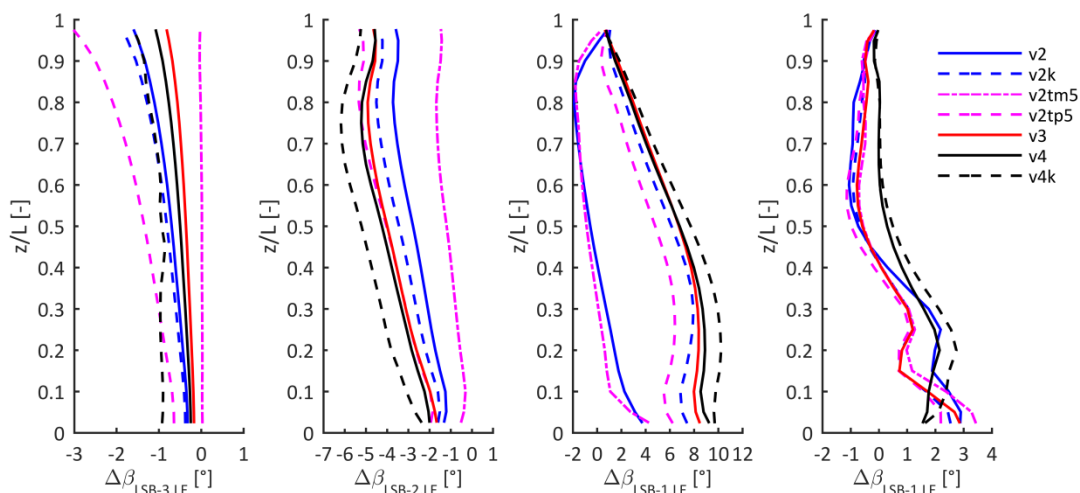
Stupeň LS-2 přechází mezi sytosti a pracuje z části v oblasti přehřáté páry a z části v oblasti podchlazené páry. V případě provozu v2 dochází také k primární nukleaci v LSB-2, ale v této oblasti vzniká velmi malé množství vlhkosti. Vlivem odchylných stavových parametrů páry v oblasti pod mezí sytosti dochází k poklesu reakce o zhruba 2 až 3 %. S tím souvisí také pokles vstupních úhlů do oběžných lopatek o zhruba 1 až 6°. Vstupní úhel do následující lopatkové řady LSN-1 naroste zhruba o 1 až 7°.

Stupeň LS-1 pracuje kompletně v oblasti pod mezí sytosti. Charakter tvorby a vývoje kapalných fází se však u jednotlivých provozů liší. U provozů v2k, v3, v4 a v4k je dominantním mechanismem nukleace v LSN-1 a následný růst kapek, u provozu v2 je to kondenzace páry na kapkách vzniklých nukleací v LSB-2. Z toho plynou i výraznější dopady do odchylek proudového pole u jednotlivých provozů. U provozu v2 dochází k poklesu reakce stupně o 0 až 1.5 %. U ostatních provozů dochází k jejímu nárůstu o 0 až 2 %. Vstupní úhel do oběžných lopatek se u provozu v2 odchyluje o zhruba $\pm 2^\circ$. U ostatních provozů roste vstupní úhel v rozmezí 1 až 10° (nejvíce u paty). To souvisí zejména s výrazným poklesem výstupní rychlosti z LSN-1 (v průměru o zhruba 4.5 %) a následnou změnou rychlostních trojúhelníků. Při poklesu vstupní teploty o 5 K zůstanou odchytky vstupního úhlu téměř nezměněné, ale při jejím nárůstu o 5 K se vstupní úhly významně změní a průběhy se přiblíží provozům v2k, v3, v4 a v4k.

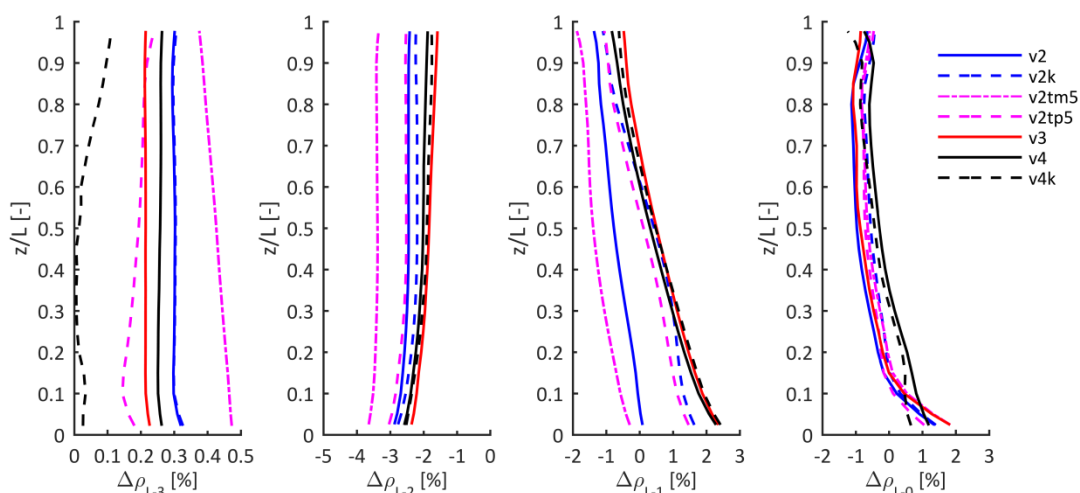
Stupeň LS-0 pracuje v oblasti mokré páry za primární nukleační zónou. Dominantním mechanismem tvorby vlhkosti je kondenzace páry na kapkách vzniklých v předchozích stupních. Sekundární nukleace má pouze lokální charakter. Pro tento stupeň nejsou pozorovatelné výrazné odchytky proudového pole. Odchytky reakce jsou v rozmezí $\pm 1^\circ$, vstupních úhlů do rozváděcích lopatek 0 až 3°, vstupních úhlů do oběžných lopatek -1 až 2° a absolutního výstupního úhlu z oběžných lopatek -1 až 4°.



Obr. 113: Odchyly vstupních úhlů do rozváděcích lopatek a odchylna výstupního úhlu oběžných lopatek LS-0



Obr. 114: Odchyly vstupních úhlů do oběžných lopatek



Obr. 115: Odchyly reakce stupně

7.2.9.2 Odhad vlivu odchylek proudového pole na účinnost

Z porovnání odchylek proudového pole plyne, se vstupní úhly mohou lišit vůči rovnovážným výpočtům zhruba do 10° a odchylky reakce stupně zhruba do 3 %. Odchylky vstupních úhlů mohou vyvolat dodatečné ztráty, ztráty incidencí, které závisí na incidenci i definované jako

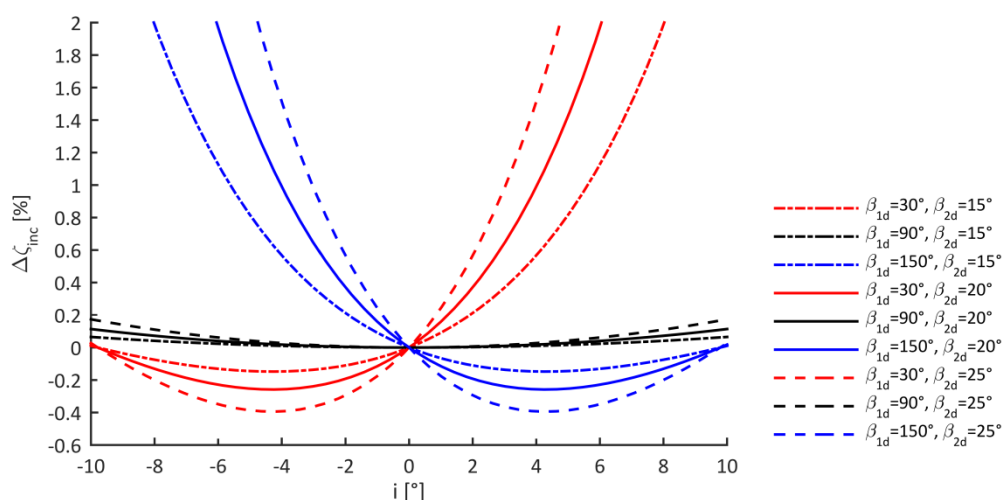
$$i = \beta_{1d} - \beta_{1f}, \quad (7.20)$$

kde β_{1d} je návrhový (geometrický) vstupní úhel do lopatkové řady a β_{1f} je proudový vstupní úhel do lopatkové řady.

V odborné literatuře existuje řada korelací pro ztráty incidencí. Zde bude pro odhad tohoto efektu použita korelace dle Kuofanga a Naixinga [67], která se dá zapsat ve tvaru

$$\Delta\zeta_{inc} = 0.048 \left[\left(\frac{\sin \beta_{2d}}{\sin \beta_{1f}} \right)^2 - \left(\frac{\sin \beta_{2d}}{\sin \beta_{1d}} \right)^2 \right] + 0.265 \left[\frac{\sin(\beta_{1d} - \beta_{1f}) \sin \beta_{2d}}{\sin \beta_{1d} \sin \beta_{1f}} \right]^2, \quad (7.21)$$

kde $\Delta\zeta_{inc}$ je nárůst profilových ztrát vlivem incidence, β_{1f} je vstupní proudový úhel, β_{1d} je vstupní návrhový úhel a β_{2d} je výstupní návrhový úhel. Tento vztah je graficky znázorněn pro vybrané kombinace vstupních návrhových úhlů $\beta_{1d} = \{30, 90, 150\}^\circ$ a výstupních návrhových úhlů $\beta_{2d} = \{15, 20, 25\}^\circ$ na Obr. 116. Z grafu jsou patrné následující trendy. Nárůst ztrát je strmější pro lopatky s většími výstupními úhly. Profily navržené na axiální vstup $\beta_{1d} = 90^\circ$ mají symetrické chování pro kladnou i zápornou incidenci a jsou vůči profilům navrženým na vstupní úhly $\beta_{1d} \neq 90^\circ$ méně citlivé. Profily navržené na vstupní úhly $\beta_{1d} < 90^\circ$ jsou citlivější na kladnou incidenci, tzn. $\beta_{1f} < \beta_{1d}$, a minimálních ztrát je dosaženo pro záporné incidence. U profilů navržených na vstupní úhly $\beta_{1d} > 90^\circ$ je situace opačná.



Obr. 116: Ztráta incidencí dle Kuofanga a Naixinga [67]

Bude uvažován nárůst ztrát vůči incidenci i_{opt} , kde je dosaženo jejich minima pro vybrané profily. Pro incidenci s uvažováním vlivu odchylek nerovnovážných výpočtů i_{NES} bude platit

$$i_{NES} = i_{opt} + \Delta i_{NES}, \quad (7.22)$$

kde Δi_{NES} je nárůst incidence vlivem uvažování kondenzace při výpočtech a je stanoven na základě odchylek proudových úhlů $\Delta\alpha_{k,LE}$ a $\Delta\beta_{k,LE}$ jako $\Delta i_{NES} = -\Delta\alpha_{k,LE}$ pro rozváděcí lopatkové řady a $\Delta i_{NES} = -\Delta\beta_{k,LE}$ pro oběžné lopatkové řady. Nárůst ztrát $\Delta\zeta_{inc}$ vlivem kondenzace bude

$$\Delta\zeta_{inc} = \Delta\zeta_{inc}(i_{NES}) - \Delta\zeta_{inc}(i_{opt}). \quad (7.23)$$

Tímto způsobem lze vyčíslit nárůst ztrát vlivem incidence u vybraných lopatkových řad a provozů. To je uvedeno v Tab. 19. Byly vybrány řezy poblíž paty, na středu a poblíž špičky pro lopatkové řady LSN-1, LSB-2 a LSB-1, kde jsou odchylky vstupních úhlů nejvyšší.

Provoz	Řada	Z/L [-]	Δi_{NES} [°]	β_{1d} [°]	β_{2d} [°]	$\Delta\zeta_{inc}$ [-]
v2	LSN-1	0.2	-7.1	81.1	20.4	0.06 %
		0.5	-7.3	83.5	19.5	0.06 %
		0.8	-5.9	87.1	19.7	0.04 %
v4	LSB-2	0.2	2.8	56.5	20.0	0.02 %
		0.5	4.2	83.3	18.9	0.02 %
		0.8	5.2	112.8	17.0	0.03 %
v4	LSB-1	0.2	-8.9	108.5	23.5	0.16 %
		0.5	-6.8	137.1	19.7	0.21 %
		0.8	-2.8	158.5	16.9	0.25 %

Tab. 19: Odhad vlivu incidence na nárůst ztrát

Ztráty incidencí jsou v lopatkové řadě LSN-1 menší než 0.06 % při incidencích zhruba -6 až -7°. Vstupní úhly profilů jsou mezi 81 až 87°, které jsou poměrně necitlivé na změny vstupního úhlu a rozdíly mezi patou a špičkou jsou také poměrně malé. Takže ani při větších změnách vstupních úhlů nelze očekávat zásadní nárůst ztrát.

Pro lopatkovou řadu LSB-2 ztráty incidencí nepřekračují 0.03% pro incidence zhruba 3 až 5°. Rozptyl vstupních úhlů profilů je mezi 57 až 113°. Pro kladné incidence jsou citlivé profily s malými vstupními úhly. Takovéto profily se nacházejí poblíž paty. Pokud u patního profilu vzroste incidence o 5°, tak by vzrostla ztráta na 0.17 %, kdežto u špičkového profilu na 0.10 %.

Pro lopatkovou řadu LSB-1 ztráty incidencí nepřekračují 0.25% pro incidence zhruba -3 až -9°. Rozptyl vstupních úhlů je 109 až 159°. Poměrně velké vstupní úhly souvisí s tím, že je stupeň konstruován s reakcí na středu okolo 60 %. Profily s velkými vstupními úhly jsou citlivé na zápornou incidenci. Při poklesu incidence u špičkového profilu o 1° by narostla ztráta z 0.25 % na 0.50 %, u patního profilu by narostla z 0.16 % na 0.20 %.

V tomto příkladu byly analyzovány tři provozů garantované přibližně se stejnou vahou. Je proto hledána možnost snížení incidencí úpravou vstupních úhlů kompromisní pro analyzované provozů.

V případě lopatkové řady LSB-1 se sníží u většiny provozů incidence zvětšením vstupních úhlů do lopatek zhruba o úroveň odchylek odpovídajících provozu v4. Tím by se snížily incidenční ztráty u provozů v2k, v2tp5, v3, v4 a v4k. U provozů v2tm5 a v2 by vznikla kladná incidence, na níž jsou použité profily s velkým vstupním úhlem méně citlivé. V případě lopatkové řady LSB-2 se u většiny provozů sníží incidence zmenšením vstupních úhlů do lopatek zhruba o úroveň odchylek odpovídajících zhruba provozu v4. Tím by se i u ostatních

provozů incidence snížily. U provozu v2tm5 by vznikala malá záporná incidence. V případě lopatkové řady LSN-1 je možné zvýšit vstupní úhly zhruba o 4°. Tím se by se jednak snížila incidence, jednak by byly použity méně citlivé profily se vstupními úhly bližšími axiálnímu vstupu. Lze také zmenšit vstupní úhly do LSN-2 o zhruba 2 až 3°.

Vliv incidence na ztráty lze na základě tohoto příkladu odhadnout v řádu desetin procent. Pro provoz v2 je výkon stupně LS-1 zhruba 6.4 MW. Každé zvýšení účinnosti o desetinu procenta znamená zvýšení výkonu o 0.0064 MW. V případě turbíny o nominálním výkonu 1000 MW (JETE) je výkon stupně (pro všech šest proudů) zhruba 144 MW. Každé zvýšení účinnosti o desetinu procenta znamená navýšení výkonu o 0.14 MW.

Zpřesněním 3D návrhu turbínových stupňů aplikací nerovnovážných výpočtů lze dosáhnout určitého zisku na účinnosti. Největší význam se projevil u stupně, kde probíhá primární nukleace. Ale i u předešlých stupňů lze docílit zpřesnění návrhu. Zásadním faktorem je schopnost numerických metod správně predikovat polohu primární nukleace, což významně ovlivňuje proudové pole. Výpočty jsou však spjaty s řadou nejistot vyplývajících například z citlivosti kondenzačních rovnic na změny teploty nebo nejistoty v modelech nukleace a růstu kapek. Další komplikací může být potřeba hledání optimálního řešení pro více důležitých provozů. I přesto všechno se zdá, že nasazením nerovnovážných výpočtů do návrhových postupů lze docílit určitého zpřesnění. Význam roste pro návrh turbínových bloků velkých výkonů, kde je možná optimalizace průtočné části pro nominální zatížení. Typickým zástupcem jsou turbíny pro velké jaderné bloky.

7.3 Shrnutí kapitoly

V této kapitole jsou shrnuty výsledky výpočtů s uvažováním (NES) a bez uvažování kondenzace (ES) provedené pomocí komerčního řešiče Ansys CFX na modelu posledních čtyřech stupňů nízkotlaké části parní turbíny nominálního výkonu zhruba 100 MW pro tři vybrané provozní stavy. Cílem bylo stanovení možných přínosů a případných omezení aplikace NES výpočtů pro analýzy nízkotlakých dílů parních turbín.

Rozbory tvorby kapalně fáze pro jednotlivé provozní stavy ukazují na značné rozdíly v charakteru vzniku kapalně fáze. U provozu v2 probíhá primární nukleace v oblasti okolo středu lopatkové řady LSB-2. Vlhkost se tvoří lokálně v blízkosti podtlakové strany profilů. Přestože se jí vytvoří poměrně malé množství, tak je dostačující k potlačení nukleace v oblasti okolo středu následující lopatkové řady LSN-1 a pára pouze kondenzuje na již vzniklých kapkách. V okolí stěn se v důsledku lokálního nárůstu entropie posouvá nukleace až do následující lopatkové řady LSN-1, kde probíhá napříč mezilopatkovými kanály. Poloměry kapek na výstupu řady LSB-0 jsou výrazně větší pro kapky vytvořené nukleací v LSB-2 než LSN-1. U provozů v3 a v4 je charakter tvorby kapalně fáze obdobný. Primární nukleace probíhá uvnitř lopatkové řady LSN-1 po celé výšce lopatek. Velikost kapek na výstupu je srovnatelná s velikostí kapek u provozu v2 vzniklých v LSN-1. Sekundární nukleace byla pozorována u stupně LS-0 u provozu v2. Má pouze lokální charakter zanedbatelný z pohledu celkové bilance vlhkosti.

Dále bylo provedeno porovnání kalibrovaného modelu kondenzace vycházejícího z výpočtů dých vůči výchozímu nastavení pro dva odlišné provozní stavy. Míra ovlivnění výsledků se zásadně liší. U provozu v2 došlo k posunu primární nukleace zóny do následující lopatkové řady LSN-1 a významnému vlivu na průběh termodynamické ztráty a proudové pole. Navzdory tomu u provozu v4 došlo pouze k lokálnímu posunu nukleace zóny bez zásadního dopadu do

proudového pole a na průběh termodynamické ztráty. U obou provozů došlo však k významnému ovlivnění velikosti kapek.

Byl zkoumán vliv úpravy rozhraní mezi lopatkovými řadami LSB-2 a LSN-1 pro provoz v2. Neprokázalo se, že by byly vlivem „mixing plane“ zásadně zkresleny výsledky vůči aplikaci rozhraní typu „frozen rotor“. Použití „mixing plane“ je pro své nižší nároky výhodnější. Je-li to možné, tak je vhodné umísťovat „mixing plane“ co nejdále za odtokové hrany lopatek, čímž se sníží míra rizika lokálního zkreslení výsledků obvodovým průměrováním. Byl také zkoumán vliv zjednodušení topologie tvorby kapalné fáze snížením počtu kapalných fází na jednu. Tím se zásadním způsobem nezkrusily výsledky a je tím tedy možné snížit výpočetní nároky. To by mělo význam při zapojení nerovnovážných výpočtů do návrhového cyklu, kde je potřeba rychlá odezva.

Významné rozdíly byly pozorovány při změně vstupní teploty u provozu v2. Při snížení vstupní teploty o 5 K se zesílila nukleace v LSB-2, ale charakter tvorby kapalné fáze zůstává nezměněn. Při zvýšení teploty o 5 K se nukleace posouvá do následující lopatkové řady, kde probíhá napříč mezilopatkovými kanály a po celé výšce lopatek. Charakter se blíží provozu v4. Jsou značně ovlivněny velikosti kapek, průběh termodynamické ztráty a proudové pole.

Výpočty pomocí Ansys CFX byly doplněny také 2D výpočty pomocí programu COCHEM Flow na vybraných 2D řezech s cílem posoudit možný vliv binární nukleace na jádrech NaCl. Výpočty ukazují, že z hlediska potřebné koncentrace je binární nukleace reálná. Rozdíly v proudovém poli i ztrátách jsou však poměrně malé.

Jedním z přínosů nerovnovážných výpočtů je možnost stanovení termodynamické ztráty vlhkostí, což může posloužit jednak k upřesnění analytických ztrátových modelů používaných při výpočtech tepelné bilance, jednak k možnosti sledování odezvy na geometrické úpravy s cílem snižování ztrát. Z řady možností se jako nejvýhodnější zdá její vyhodnocení pomocí objemové integrace parametrů proudového pole. Lze jí stanovit přímo z výsledků nerovnovážných výpočtů a je snadno naprogramovatelná do vyhodnocovacích postupů. Bylo také provedeno porovnání s daty dostupnými z literatury s přijatelnou shodou a provedeno srovnání s aerodynamickými ztrátami stupně. Je ukázáno, že termodynamická ztráta je srovnatelná s aerodynamickými ztrátami u stupně přecházejícího Wilsonovu linii, ale i v dalších stupních je důležitou složkou.

Vlivem kondenzace dochází k odchylkám proudového pole. Ty se projevují přerozdělením spádů na jednotlivé stupně, kde stupně pod mezí sytosti zpracovávají menší spád, než je predikováno rovnovážnými výpočty. To přímo ovlivňuje důležitou veličinu používanou při výpočtech tepelných schémat virtuální plochu stupně F_{α} , která pro tyto stupně narůstá až o 3 %. V důsledku změny spádů a účinností se změní i výkony stupňů.

Dalším vlivem odchylek proudového pole je změna radiálních rozložení vstupních úhlů do lopatek a reakce stupňů. Odchytky vstupních úhlů se pohybují zhruba do 10° a odchytky reakce stupně zhruba do 3 %. Odchytky vstupních úhlů mohou vyvolat dodatečné ztráty incidencí. Ty se nejvíce projeví u stupně přecházející Wilsonovu linii, ale jsou významné i u předcházejících stupňů. Jejich vliv lze odhadovat v řádu desetin procent na účinnosti. Částečně je lze snížit použitím nerovnovážných výpočtů při návrzích stupňů. Projeví se komplikace z pohledu nejistot v modelech nukleace a růstu kapek, citlivosti kondenzace na vstupní teplotu a hledání vhodného řešení napříč provozu. I přes tyto komplikace se zdá aplikace nerovnovážných výpočtů vůči rovnovážným výhodnější, protože využívá fyzikálně správnější popis a proto pravděpodobnější obrázek o stavu proudového pole. Přínosy se nejvíce projeví při optimalizaci velkých turbín navrhovaných na jeden dominantní provoz.

8 Shrnutí a náměty pro další vývoj

8.1 Shrnutí

Předkládaná práce se zabývá vybranými fenomény problematiky modelování proudění páry v partiích průtočných částí parních turbín. První část popisuje tvorbu algoritmu proudového výpočtu, který by mohl nahradit stávající algoritmus. Ten je nedílnou součástí procesu návrhu geometrie turbínových stupňů. Druhá část rozebírá možnosti numerického modelování proudění mokré páry v partiích posledních stupňů nízkotlakých parních turbín a hledání jejich potenciálu a omezení.

V práci jsou nejprve definovány základní pojmy z teorie turbínových stupňů, které jsou využívány v následných částech práce. Na těchto principech byl sestaven nový algoritmus proudového výpočtu. Ten má vůči původnímu značnou výhodu ve zjednodušení algoritmu dle aktuálních potřeb při návrzích turbínových stupňů, což usnadňuje jeho správu a otevírá možnosti dalšího rozvoje. Výsledky porovnání ukazují, že je vůči stávajícímu algoritmu více než rovnocennou náhradou. Pro výpočty stupňů s relativně krátkými lopatkami je dosahováno prakticky totožných výsledků. Avšak pro výpočty stupňů s relativně dlouhými lopatkami je dosahováno výsledků lepších, což má potenciál pro usnadnění návrhu stupňů. Z těchto důvodů byl implementován nový proudový výpočet do nově vyvíjené verze nástroje pro návrh geometrie turbínových stupňů, jehož praktické nasazení je plánováno v průběhu roku 2018. Některé možné směry dalšího vývoje jsou dále diskutovány v druhé části této kapitoly.

V další části práce zabývající se možnostmi numerického modelování proudění s kondenzací páry v nízkotlakých stupních je nejprve proveden souhrn nejdůležitějších teoretických poznatků a shrnut vývoj poznání v této problematice do současnosti. Dále jsou popsány použité výpočetní modely. Byl použit výpočetní model proudění s kondenzací implementovaný v komerčním řešiči Ansys CFX umožňující řešení proudění ve 3D. Dále byl použit program COCHEM Flow umožňující řešení proudění ve 2D, který obsahuje modely homogenní i heterogenní kondenzace. Pro výpočty 1D proudění v dýzách byl také vytvořen analytický výpočetní model.

Teoretické poznatky a výpočetní modely byly nejprve aplikovány na výpočty proudění v dýzách řešených v rámci výzkumné aktivity „International Wet Steam Modelling Project“, v rámci které byla řešena část výpočtů programem COCHEM Flow. Výsledky ukazují, že veškeré programy dokáží řešit proudění s kondenzací na jednoduché geometrii. Pro zlepšení shody s experimenty je však vhodné kalibrovat model kondenzace, což bylo provedeno pro Ansys CFX. Pro program COCHEM Flow byl proveden s pomocí analytických výpočtů rozbor příčin rozdílů vůči Ansys CFX, které plynou z odchylek v modelu nukleace a rovnice stavu. Byl proveden rozbor termodynamických ztrát vlhkostí a demonstrován vliv expanzní rychlosti. Analytický výpočet byl rozšířen o zjednodušený model kondenzace, principy v něm použité mohou být aplikovány pro rozšíření proudového výpočtu.

Pomocí programu Ansys CFX bylo analyzováno proudění s kondenzací na skupině posledních stupňů nízkotlaké parní turbíny, které byly rozšířeny o analýzu vlivu binární nukleace pomocí programu COCHEM Flow na vybraných 2D řezech. Jednotlivé analyzované provozy vykazují značné rozdíly v charakteru tvorby kapalně fáze, které se projevují v rozdílném dopadu do proudového pole. Byl pozorován výrazný vliv úpravy modelu kondenzace na základě kalibrace na dýzách a vliv změn celkové vstupní teploty. Výsledný dopad do proudového pole značně závisí na predikované poloze Wilsonovy linie. Analýzy vlivu binární nukleace ukázaly, že je binární nukleace reálná z pohledu potřebné koncentrace NaCl, ale vliv na proudové

pole je malý. Z porovnání vůči jednofázovým rovnovážným výpočtům plyne, že stupně pracující pod mezí sytosti zpracovávají menší spád, než predikují rovnovážné výpočty. To se projeví v nárůstu veličiny virtuální plochy stupně F_{ω} , která je jedním z klíčových parametrů pro výpočty tepelné bilance turbínového cyklu. Nerovnovážné výpočty umožňují na rozdíl od rovnovážných stanovit na základě vypočteného proudového pole průběh termodynamické ztráty vlhkostí. Výsledky nerovnovážných výpočtů proto mohou být použity jednak pro upřesnění výpočtu tepelné bilance zpřesněním výpočtu virtuální plochy stupně, jednak pro tvorbu analytických ztrátových modelů. Dalším možným využitím je upřesnění 3D návrhu stupňů snížením ztrát incidencí. Přínos na účinnosti lze odhadovat v řádu desetin procent, což může mít význam hlavně pro turbíny pro velké energetické bloky navrhované na základní zatížení typické pro jadernou energetiku. Některé možné směry dalšího vývoje jsou dále diskutovány v druhé části této kapitoly.

Tato práce nezanedbatelnou měrou přispívá k procesu trvalého rozvoje výpočetních metod simulace proudění ve společnosti Doosan Škoda Power s.r.o. jednak na úrovni jednoduchých analytických metod, jednak na úrovni komplexních numerických metod. Zvyšuje tím znalostní bázi ve společnosti a vytváří předpoklady pro neustálé zvyšování účinnosti a spolehlivosti parních turbín a zvyšování konkurenceschopnosti společnosti na světovém trhu.

8.2 Náměty pro další vývoj

V problematice vztahující se k proudovým výpočtům a problematice proudění mokré páry lze najít velké množství námětů pro další vývoj. Zde jsou některé z nich uvedeny.

8.2.1 Proudový výpočet

Korekce proudového výpočtu dle CFD nebo experimentu

Kvalita výsledků proudového výpočtu je do značné míry závislá na empirických korekcích, které jsou u nově navrhovaného stupně neznámé a je obtížné je dopředu odhadnout. To vede k tomu, že mohou vznikat mezi proudovými výpočty a výsledky CFD značné rozdíly. Na druhou stranu proudový výpočet dobře reaguje na změny ve vstupních parametrech. Nabízí se proto přenést některé parametry z CFD výpočtu nebo experimentu jako korekční (empirické) konstanty do proudového výpočtu. Díky tomu lze získat poměrně dobrou odezvu na změnu okrajových podmínek nebo změnu geometrických parametrů stupně (typicky výstupních úhlů). Koncepte metodiky korekcí proudového výpočtu STF je blíže rozpracována v Příloze 1.

Změna definice okrajových podmínek

Okrajové podmínky pro STF jsou definovány ve formě vstupního celkového stavu, tlaku a entalpie, a výstupního tlaku. Průtočné množství je poté získáno vlastním výpočtem. Toto uspořádání je výhodné v rámci začlenění v rámci programu pro návrh geometrie turbínových stupňů (2D návrhový kód). Pro jiné aplikace to však není vhodné uspořádání.

Jednou z takových aplikací je řešení proudových parametrů v posledních stupních při změně okrajových podmínek. Proudový stav posledního stupně se obvykle definuje v závislosti na hmotnostním průtoku, objemovém průtoku a rovnovážné výstupní vlhkosti. To lze vyjádřit také jako hmotnostní tok, výstupní tlak a entalpii. Pro takovéto

zadání by bylo výhodné změnit iterační smyčku v STF, tak aby bylo umožněno přímé zadání těchto veličin jako okrajových podmínek. Vstupní celkový stav by byl poté výsledkem výpočtu. Příkladem konkrétního využití je tvorba vstupních dat pro výpočty erozního poškození posledních stupňů s cílem sestavení závislostí rychlosti eroze při různých okrajových podmínkách pro známou geometrii.

Další výhodou by bylo snadné rozšíření výpočtů do vícestupňového uspořádání prostým řetězením stupňů. To by umožnilo sledovat odezvu na změněné okrajové podmínky u skupiny stupňů. To není možné u současného uspořádání, protože by nebyla splněna rovnice kontinuity mezi stupni. To má praktický význam zejména pro analýzy posledních stupňů, kde poslední dva stupně bývají standardizované.

Integrace s 1D návrhovým/nenávrhovým výpočtem

V současné době probíhá v rámci 1D návrhového/nenávrhového systému (viz Obr. 2) úspěšná integrace 1D návrhového a nenávrhového kódu do jednoho výpočetního kódu. Hlavní iterační smyčka proudového výpočtu (STF) je postavena obdobným principu jako u 1D nenávrhového výpočtu, tj. iteraci tlaku na odtokových hranách rozváděcích lopatek za účelem splnění rovnice kontinuity. Proudový výpočet provádí výpočet na libovolném počtu radiálních řezů (proudnic), minimálně však na třech. 1D výpočty pracují s fixním počtem třech radiálních řezů (pata, střed, špička), kde rozložení mezi těmito řezy je určeno pomocí vztahu pro rozložení reakce po výšce odvozeného na základě zjednodušené rovnice radiální rovnováhy. Algoritmus proudového výpočtu lze tedy v principu snadno zjednodušit na úroveň používaných 1D kódů redukcí počtu výpočetních rovin, redukcí počtu proudnic, zafixováním polohy proudnic během výpočtu a vynecháním některých členů v rovnici radiální rovnováhy. Algoritmus proudového výpočtu, proto poskytuje velmi dobrý základ pro další úroveň integrace výpočetních kódů, tzn. integraci 1D a 2D výpočetních kódů. Algoritmus proudového výpočtu byl sestaven kromě ohledu na jednoduchost i s ohledem na tuto možnost dalšího vývoje.

Úprava STF pro zahrnutí efektů nerovnovážné kondenzace v předběžném návrhu

Návrh průtočných částí nízkotlakých dílů parních turbín je specifický tím, že se jako poslední dva stupně používají standardní stupně, tzv. modulové stupně. Předcházející stupně (dále přední stupně) se přizpůsobují na míru konkrétnímu stroji. Jelikož se jedná o poměrně dlouhé stupně, jsou do procesu jejich návrhu vždy zahrnuty kontrolní CFD výpočty.

V současné době jsou pro kontrolní CFD výpočty používány standardní jednofázové rovnovážné CFD výpočty, pro které současné pojetí STF jako nástroje předběžné analýzy plně dostačuje. Předpokládejme, že se v budoucnu stanou dvoufázové CFD výpočty běžnou součástí návrhového procesu. V takovém případě by bylo vhodné upravit i proudový výpočet, aby se snížila míra potřebných geometrických korekcí. V literatuře lze nalézt jako možnou cestu úpravu použitou Yeohem a Youngem [112]. Zavedení obdobného postupu do STF je možné, ale značně by komplikovalo výpočetní kód. Pomocí analytického kódu pro výpočet Lavalových dýz byl otestován mnohem jednodušší přístup, který i přes značné zjednodušení může být přínosný. Tento přístup lze zobecnit pro úpravy programu STF. Tato koncepce je dále rozvedena v příloze 2.

8.2.2 Modelování proudění s kondenzací

Modely nukleace a růstu kapek

Přes ohromující pokrok v možnostech numerického modelování proudění mokré páry přetrvávají stále nejistoty spjaté se správnou volbou modelů nukleace a růstu kapek. To je do značné míry dáno nedostatečností experimentální databáze potřebnou pro validaci nebo kalibraci numerických modelů. Běžně se používají experimenty na dýzách ze 70. let 20. století ([11], [80], [82]) nebo na kaskádách z 90. let 20. století ([7], [8], [116]). U řady z nich nejsou kompletní informace (geometrie, chyby měření, čistota páry), což komplikuje validaci numerických modelů. Databáze také dostatečně hustě nepokrývá potřebný rozsah tlaků a expanzních rychlostí. Pro další rozvoj v této oblasti jsou proto žádoucí nové experimenty na dýzách a kaskádách pokrývající dostatečný rozsah tlaků a expanzních rychlostí. Je potřeba dbát na čistotu páry, přesnost měření a stanovení jejich nejistot, apod.

Je potěšující, že v současné době probíhá ve vědecké komunitě diskuze o spuštění nového experimentálního výzkumu kondenzace v dýzách, viz [93], který by mohl významnou měrou přispět k pokrokům v této oblasti.

Pokročilé výpočetní metody

Matematický model proudění s kondenzací implementovaný v Ansys CFX umožňuje řešit proudové pole pro 3D vícestupňové uspořádání. Výpočetní časy nestacionárního řešení ve 3D se pohybují v řádech desítek dní, viz [84] a [98], což je stále příliš mnoho pro nasazení v průmyslové praxi. Proto jsou prakticky použitelné výpočty omezeny na stacionární řešení ve 3D, případně nestacionární řešení ve 2D. Tvorba kapalná fáze má bohužel nestacionární charakter a je silně ovlivněna fluktuacemi teploty. Stacionární řešení proto může zkreslovat výsledky, viz např. [56].

Spektrum rozměrů kapek v turbínách je mnohem širší než lze pozorovat u dýz. To bohužel nemohou monodisperzní metody zachytit. Modely typu „Euler-Lagrange“ dokáží zachytit polydisperzní spektrum, ale jsou příliš výpočetně náročné. Jako perspektivní, viz [55], se jeví momentové metody, které modelují několik momentů spektra kapek.

Možný pokrok ve výpočetních metodách vůči současnému stavu Ansys CFX se proto dá proto očekávat ve směru snižování výpočetních nároků nestacionárního řešení a zavádění matematických modelů založených na momentových metodách.

Zahrnutí vlivu nerovnovážné kondenzace do návrhu průtočných částí nízkotlakých dílů

Návrh průtočných částí nízkotlakých turbín je specifický aplikací standardizovaných skupin posledních stupňů (modulových stupňů). U nich se často přizpůsobuje rozváděcí lopatka předposledního stupně. Předchozí stupně jsou navrhovány na míru stroji. Pro kontrolu aerodynamického návrhu se využívají jednostupňové rovnovážné CFD výpočty. Náhradou rovnovážných CFD výpočtů nerovnovážnými lze zlepšit predikci proudového pole vedoucí zejména k lepší volbě vstupních a výstupních úhlů stupňů. Pro předběžný aerodynamický návrh se používá proudový výpočet, zde může nalézt uplatnění proudový výpočet se zjednodušeným modelem kondenzace.

Problém nastává ve správné volbě okrajových podmínek pro výpočty stupňů, jejichž volba přímo závisí na výpočtu tepelné bilance cyklu. Virtuální plocha stupně a jeho účinnost se však liší pro modulové stupně od používaných na základě rovnovážných výpočtů. Ty by bylo potřeba upravit na základě nerovnovážných výpočtů již v relativně

rané fázi návrhu. Bylo by nutné provést vícestupňový nerovnovážný výpočet s předběžnou geometrií stupňů před modulovou skupinou a získat na základě něj údaje pro upřesnění výpočtu tepelného schématu. Geometrické úpravy by pak musely být malé a musely by se omezovat na úpravy vstupních a výstupních úhlů s cílem vhodně přizpůsobit stupeň do proudu.

Další neznámou ovlivňující volbu okrajových podmínek je tvorba sekundární vlhkosti a její dopad na energetickou a hmotnostní bilanci. Vlivem tvorby sekundární vlhkosti a její následné separace narůstá entalpie za stupněm. Tím může být významně ovlivněna vstupní teplota pro výpočty, na jejíž změnu jsou výsledky výpočtů citlivé. Přesnost těchto modelů ve výpočtech tepelné bilance by proto mělo přímý dopad na přesnost geometrických návrhů stupňů.

Snižování energetických ztrát

Kromě snížení ztrát incidencí lepší volbou vstupních a výstupních úhlů lze nerovnovážné výpočty použít pro zkoumání dalších úprav, které by mohly vést ke snížení energetických ztrát. Termodynamická ztráta vlhkostí závisí do značné míry na expanzní rychlosti. Jak bylo demonstrováno u výpočtů s dýzami tak, při jejím snížení termodynamická ztráta vlhkostí klesá. To lze ovlivnit

- Volbou spádů stupňů,
- Řízením radiálního rozložení reakce stupně,
- Tvarováním profilů a ovlivněním rozložení tlaku po profilu.

Tím je však také ovlivněna struktura primární vlhkosti, která přímo ovlivňuje strukturu sekundární vlhkosti a tím také složky ztráty vlhkostí na ní závislých. Je proto potřeba posoudit i její vliv na celkovou ztrátu vlhkostí.

Prostor pro geometrické úpravy je u nízkotlakých dílů s ohledem na menší počet stupňů a standardizovaný design posledních stupňů nižší než u vysokotlakých dílů na sytou nebo mírně přehřátou páru typických pro turbíny pro jadernou energetiku, ale také se vyskytujících u solárních elektráren. Pro tyto díly lze očekávat poměrně vysoké přínosy na účinnosti v řádu až jednotek procent, jak naznačují práce [42] a [43].

9 Literatura

- [1] AINLEY, D.G. a G.C.R. MATHIESON. *A method of performance estimation for axial-flow turbines*. London: Ft. Belvoir, Defense Technical Information Center, 1957.
- [2] ANSYS INC. *ANSYS CFX: Turbomachinery CFD Simulation* [online]. [cit. 2016-02-06]. Dostupné z: <http://www.ansys.com/Products/Fluids/ANSYS-CFX>
- [3] AUNGIER, Ronald H. *Turbine Aerodynamics: Axial-Flow and Radial-Flow Turbine Design*. ASME Press, 2006.
- [4] BAKHTAR, F. a M.T. MOHAMMADI TOCHAI. An investigation of two-dimensional flows of nucleating and wet steam by the time-marching method. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 1980, 2(1), 5-18.
- [5] BAKHTAR, F. a R.A. WEBB. Tabular method of estimating nucleating steam flows. *Int. J. Heat & Fluid Flow*. 1983, 4(4), 217-227.
- [6] BAKHTAR, F. a A. V. HEATON. An examination of wake chopping on droplet size in steam turbines. In: *Conference BES, Technology of Turbine Plant Operating in Wet Steam*. 1988.
- [7] BAKHTAR, F., M. EBRAHIMI a R. A. WEBB. On the Performance of a Cascade of Turbine Rotor Tip Section Blading in Nucleating Steam: Part 1: Surface Pressure Distributions. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C: Journal of Mechanical Engineering Science*. 1995, 209(2), 115-124.
- [8] BAKHTAR, F., H. MASHMOUSHY a O. C. JADAYEL. On the performance of a cascade of turbine rotor tip section blading in wet steam: Part 2: Surface pressure distributions. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C: Journal of Mechanical Engineering Science*. 1997, 211(7), 531-540.
- [9] BAKHTAR, F, J B YOUNG, A J WHITE a D A SIMPSON. Classical Nucleation Theory and Its Application to Condensing Steam Flow Calculations. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C: Journal of Mechanical Engineering Science*. 2005, 219(12), 1315-1333.
- [10] BAKHTAR, F a A V HEATON. Effects of wake chopping on droplet sizes in steam turbines. *Proceedings of the I MECH E Part C Journal of Mechanical Engineering Science*. 2005, 219(12), 1357–1367. ISSN 0954-4062.
- [11] BARSCHDORFF, Dieter. Verlauf der Zustandsgrößen und gasdynamische Zusammenhänge bei der spontanen Kondensation reinen Wasserdampfes in Lavaldüsen. *Forschung im Ingenieurwesen A*. 1971, 37(5), 146-157.
- [12] BAUMANN, Karl. Recent developments in steam turbine practice. *J Inst Electr Eng*. 1912.
- [13] BECKER, R. a W. DÖRING. Kinetische Behandlung der Keimbildung in übersättigten Dämpfen. *Annalen der Physik*. 1935, 416(8), 719-752.
- [14] BEČVÁŘ, J. *Tepelné turbíny*. Praha: SNTL, 1968.
- [15] BALJÉ, O.E. a R.L. BINSLEY. Axial Turbine Performance Evaluation. Part A—Loss-Geometry Relationships. *J. Eng. Power*. 1968, 90(4), 341-348.
- [16] BLONDEL, F., Y. FENDLER, M. STANCIU, J.M. DOREY, M. LANCE, F. LEBOEUF a O. LÉONARD. Mixed 1D - 2D - 3D approaches for wet steam modelling in steam turbines.

In: *Proceedings Of Baumann Centenary Conference*. Cambridge, 2012. ISBN 978-0-903428-35-4.

[17] BOSDAS, Ilias, Michel MANSOUR, Anestis I. KALFAS, Reza S. ABHARI a Shigeki SENOO. Unsteady Flow Field and Coarse Droplet Measurements in the Last Stage of a Low Pressure Steam Turbine With Supersonic Airfoils Near the Blade Tip. *Proceedings of ASME Turbo Expo 2016*. Seoul, 2016.

[18] CAME, P. M. Streamline Curvature Throughflow Analysis of Axial-Flow Turbines. *VDI-Berichte*. 1995, 1185, 291. ISSN 0083-5560.

[19] CASEY, Michael a Chris ROBINSON. A New Streamline Curvature Throughflow Method for Radial Turbomachinery. *Proceedings of ASME Turbo Expo 2008, Berlin*. 2008, (43161), 2119–2130.

[20] CRAIG, H. R. M. a H. J. A. COX. Performance estimation of axial flow turbines. *Proc. Instn. Mech. Eng.* 1970, 185(1970), 407-424.

[21] DENTON, J. D. Throughflow Calculations for Transonic Axial Flow Turbines. *Journal of Engineering for Power*. 1978, 100(2), 212-218.

[22] DENTON, John. *The evolution of turbomachinery design (methods)* [online]. [cit. 2016-01-16]. Dostupné z: http://www.pcaeng.co.uk/library/PCA_20th_JDDenton.pdf

[23] DENTON, J. Introductory review of basic principles. *Cambridge Turbomachinery Course 2012*. Cambridge, 1-31

[24] DOOLEY, R.B. *Steam, Chemistry, and Corrosion in the Phase Transition Zone of Steam Turbines: Volume 1: Key Results, Summary, and Interpretation*. TR-108184-V1. Palo Alto, USA: EPRI, 1999.

[25] DOOLEY, R. B. a T. H. MCCLOSKEY. *The Role of Heterogeneous Nucleation on the Steam Condensation Process*. TR-113524. Palo Alto, USA: EPRI, 2000.

[26] DYKAS, Sławomir a Włodzimierz WRÓBLEWSKI. Application of an in-house CFD code for steam flow modelling in a Baumann stage. In: *Proceedings of Baumann Centenary Wet Steam Conference*. Cambridge, 2012. ISBN 978-0-903428-35-4.

[27] DYKAS, Sławomir, Mirosław MAJKUT, Michał STROZIK a Krystian SMOŁKA. Experimental study of condensing steam flow in nozzles and linear blade cascade. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2015, 80(1), 50-57.

[28] ENGSOFT. Turbine losses. *Engsoft* [online]. [cit. 2016-01-12]. Dostupné z: http://www.engsoft.co.kr/Prof_BELe/ST_Edu_Material/S06_Turbine%20Losses.pdf

[29] FARKAS, L. Keimbildungsgeschwindigkeit in übersättigten Dämpfen. *Z. Phys. Chem.* 1927, 125, 236-242.

[30] FRENKEL, J. *Kinetic Theory of Liquids*. Oxford: Oxford University Press, 1946.

[31] FROST, D.H. *A streamline curvature through-flow computer program for analysing the flow through axial-flow turbomachines*. London: Her Majesty's stationery Office, 1972.

[32] FUHRER, Christopher, Marius GRÜBEL, Damian M. VOGT a Paul PETRIE-REPAR. The Influence of Non-Equilibrium Wet Steam Effects on the Aeroelastic Properties of a Turbine Blade Row. *Proceedings of ASME Turbo Expo 2016*. Soul, 2016.

- [33] FÜRST, Jiří, Jaroslav FOŘT, Jan HALAMA, Jiří HOLMAN, Jan KAREL, Vladimír PROKOP a David TRDLIČKA. Numerical Simulation of Flow in a Meridional Plane of Multistage Turbine. In: *Finite Volumes for Complex Applications VII-Elliptic, Parabolic and Hyperbolic Problems*. B.m.: Springer, Cham, 2014, s. 847–855.
- [34] GARDZILEWICZ, A. a M. SZYMANKI. Wet steam flow in the turbines - the Baumann rule of losses still in force. In: *30-th Workshop on Turbomachinery: Presentation*. Gdansk: Institute of Fluid-Flow Machinery, PAS, 2016.
- [35] GE POWER. GE COMPLETES ACQUISITION OF ALSTOM POWER AND GRID BUSINESSES. *GE Newsroom* [online]. 2. listopad 2015 [vid. 2017-05-07]. Dostupné z: <http://www.genewsroom.com/press-releases/ge-completes-acquisition-alstom-power-and-grid-businesses-282159>
- [36] GERBER, A. G. Inhomogeneous Multifluid Model for Prediction of Nonequilibrium Phase Transition and Droplet Dynamics. *Journal of Fluids Engineering*. 2008, 130(3), 1-11.
- [37] GIBBS, J. W. On the equilibrium of heterogeneous substances. *American Journal of Science*. 1878, 3(16), 441-458.
- [38] GORBUNOV, B a R HAMILTON. Water nucleation on aerosol particles containing both soluble and insoluble substances. *Journal of aerosol science*. 1997, 28(2), 239–248. ISSN 0021-8502.
- [39] GRIBIN, A.V., A.A. TISHCHENKO, B.A. KORSHUNOV, I.Y. GAVRILOV, A.A. TISHCHENKO, V.V. POPOV, S.V. KHOMYAKOV, I.Y. SOROKIN, R.S. KOZLOV a A.S. ANOSHKIN, 2011. *Efficiency of wetness suction in last blade stages for steam turbines ŠKODA POWER, s.r.o.* Moscow: Moscow Power Engineering Institute.
- [40] GRÜBEL, M., J. STARZMANN, M. SCHATZ, T. EBERLE, D. M. VOGT a F. SIEVERDING. Two-Phase Flow Modeling and Measurements in Low-Pressure Turbines: Part 1 — Numerical Validation of Wet Steam Models and Turbine Modeling. *Proceedings of ASME Turbo Expo 2014*. Düsseldorf, 2014.
- [41] GUHA, A. a J. YOUNG. The Effect of Flow Unsteadiness on the Homogeneous Nucleation of Water Droplets in Steam Turbines. *Philosophical Transactions: Physical Sciences and Engineering*. 1994,349(1691), 445-472.
- [42] GUO, T., W. J. SUMNER a D. C. HOFER. Development of Highly Efficient Nuclear HP Steam Turbines Using Physics Based Moisture Loss Models. *Proceedings of ASME Turbo Expo 2017*. Montreal, 2007.
- [43] GUO, Tao, Mark BURNETT, Norman TURNQUIST a Francisco MORAGA. High Pressure Subsonic Nucleation in 1D Nozzles — An Experimental Study. *Proceedings of ASME Turbo Expo 2014*. Düsseldorf, 2014.
- [44] GYARMATHY, Georg. *Grundlagen einer Theorie der Nassdampfturbine*. Zürich: Juris-Verlag, 1960.
- [45] GYARMATHY, Georg a Hans MEYER. *Spontane Kondensation*. VDI-Forschungsheft 508. Düsseldorf: VDI-Verlag, 1965.
- [46] GYARMATHY, G. Basic Notions, Condensation in flowing steam. MOORE, M.J. a C.H. SIEVERDING. *Two-phase steam flow in turbines and separators*. 1. Washington: Hemisphere Pub. Corp., 1976, 1-57, 127-190.

- [47] HALAMA, Jan. *Numerical Solution of Single- and Two-Phase Internal Flow Problems*. Praha, 2012. Habilitation. ČVUT.
- [48] HALAMA, Jan, Vladimír HRIC a Marek PÁTÝ. Numerical Simulation of Non-equilibrium Condensation of Steam in Turbine Flows. In: *Wet Steam Conference*. 2016.
- [49] HAVAKECHIAN, Said a John DENTON. 3D Blade Stacking Strategies and Understanding of Flow Physics in Low Pressure Steam Turbines: Part I — 3D Stacking Mechanisms. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2015*. Montréal, 2015.
- [50] HILL, Philip G. Condensation of water vapour during supersonic expansion in nozzles. *Journal of Fluid Mechanics*. 1966, 25(3), 593-620.
- [51] HELMHOLTZ, Robert. Versuche mit einem Dampfstrahl. *Ann. Phys.* 1887, 268(9), 1-19.
- [52] HOZNEDL, Michal, Ladislav TAJC a Lukas BEDNAR. Separation of the liquid phase from the stator blades of the last stage of a steam turbine. In: *Baumann Centenary Conference*. 2012.
- [53] HOZNEDL, Michal, Lukáš BEDNÁŘ, Michal KOLOVRATNÍK, Ladislav TAJČ, Kamil SEDLÁK a Martin MICZÁN. *Experimentální výzkum proudění v 5-ti stupňové turbíně – 2. část (Proudění v mokré páře)*. Plzeň: Doosan ŠKODA Power (Technical Report). 2014.
- [54] HOZNEDL, Michal, Michal KOLOVRATNÍK, Kamil SEDLÁK, Lukáš BEDNÁŘ, Robert KALISTA, Ondřej BARTOŠ a Lukáš MRÓZEK. Flow Conditions at the Last Stage and in the Exhaust Hood of the Turbine 1090 MW for Saturated Steam. In: *Wet Steam Conference*. 2016.
- [55] HUGHES, Fiona R., Jörg STARZMANN, Alexander J. WHITE a John B. YOUNG. A Comparison of Modeling Techniques for Polydispersed Droplet Spectra in Steam Turbines. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*. 2015, 138(4), 1-9.
- [56] HUGHES, F., J. STARZMANN a A. WHITE. Nucleation and Wake-Chopping in LP Steam Turbines. In: *Proceedings of Wet Steam Conference Prague 2016*. Praha, 2016. ISBN 978-80-01-5997-5.
- [57] CHANDLER, Kane, Alex WHITE a John YOUNG. Comparison of unsteady non-equilibrium wet-steam calculations. In: *Proceedings Of Baumann Centenary Wet Steam Conference*. Cambridge, 2012. ISBN 978-0-903428-35-4.
- [58] CHANDLER, Kane, Mauro MELAS a Teresa JORGE. A Study of Spontaneous Condensation in an LP Test Turbine. *Proceedings of ASME Turbo Expo 2015*. Montreal, 2015.
- [59] CHEON, Junhong. *Performance prediction methods of cascade blades in steam turbines*. Plzeň, 2016. Disertační práce. Západočeská univerzita v Plzni.
- [60] IAPWS. *Revised Release on the IAPWS Industrial Formulation 1997 for the Thermodynamic Properties of Water and Steam*. Lucerne, 2007. Dostupné také z: <http://www.iapws.org>
- [61] JONAS, Otakar. Determination of Steam Purity Limits for Industrial Turbines. In: *Proceedings of International Water Conference*. 1988, s. 137.
- [62] KANTROWITZ, Arthur. Nucleation in Very Rapid Vapor Expansions. *The Journal of chemical physics*. 1951, 19.9, 1097-1100.

- [63] KAWAGISHI, Hiroyuki, Akihiro ONODA, Naoki SHIBUKAWA a Yoshiki NIIZEKI. Development of moisture loss models in steam turbines. *Heat Transfer-Asian Research*. 2013, 42(7), 651-664.
- [64] KIRILLOV, I. I. a R. M. YABLONIK. *Fundamentals of the theory of turbines operating on wet steam*. NASA TT, F-611. Washington: NASA technical translation, 1970.
- [65] KOLOVRATNÍK, M. a V. PETR. Experimentální podklady o proudovém poli a kapalně fázi na výstupu z NT dílů turbín Škoda. PETR, V. *Příspěvek k optimalizaci průtočné části NT dílu parních turbín Škoda - I. část*. Z-541/2002. Praha: ČVUT, 2002, s. 50-63.
- [66] KREITMEIER, F, R GREIM, F CONGIU a J FAELLING. Experimental and Numerical Analyses of Relaxation Processes in LP Steam Turbines. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C: Journal of Mechanical Engineering Science*. 2015, 219(12), 1411-1436.
- [67] KUOFANG, Quiang a Chen NAIXING. New Correlations of the Two-Dimensional Turbine Cascade Aerodynamic Performance. *ASME. J. Eng. Power*. 1982, 104(2), 458-466.
- [68] LAALI, A.R. A new approach for assessment of the wetness losses in steam turbines. *Proceedings of European conference on turbomachinery: latest developments in a changing scene*. London, 1991, 155-165.
- [69] LANKAŠ, F. *Thermodynamics of Condensation Waves: PhD Thesis*. Prague: Academy of Sciences of the Czech Republic, 1997.
- [70] LI, Liang, Jiandao YANG, Wei YOU, Xiaoming WU a Zhenping FENG. Investigation of the vapour-liquid two-phase flow in the low-pressure cylinder of a 1000 MW nuclear power steam turbine. In: *Proceedings of Baumann Centenary Wet Steam Conference*. Cambridge, 2012. ISBN 978-0-903428-35-4.
- [71] LIU, Chia-tsun a W. T LINDSAY. *Thermodynamic properties of aqueous solutions at high temperatures*. Washington, D.C.: U.S. Dept. of the Interior : For sale by the Supt. of Docs., U.S. Govt. Print. Off., 1971.
- [72] MITSUBISHI HITACHI POWER SYSTEMS. *Mitsubishi Hitachi Fossil Power Joint Venture Concluded!* [online]. 3. únor 2014 [vid. 2017-05-07]. Dostupné z: <http://www.mpshq.com/mitsubishi-hitachi-fossil-power-joint-venture-concluded!.html>
- [73] MATHWORKS. *Matlab* [online]. [cit. 2016-12-27]. Dostupné z: <https://www.mathworks.com/products/matlab.html>
- [74] MARŠÍK, František, Tomáš NĚMEC, Jan HRUBÝ, Pavel DEMO, Zdeněk KOŽÍŠEK, Václav PETR a Michal KOLOVRATNÍK. Binary Homogeneous Nucleation in Selected Aqueous Vapor Mixtures. *Journal of Solution Chemistry*. 2008, 37(12), 1671–1708. ISSN 0095-9782, 1572-8927.
- [75] MILLER, E.H. a P. SCHOFIELD. The performance of large steam turbine generators with water reactors. *ASME winter annual meeting*. New York, 1972.
- [76] MIYAKE, Satoshi, Hironori MIYAZAWA, Satoru YAMAMOTO, Yasuhiro SASAO, Kazuhiro MOMMA, Hiroharu OYAMA a Toshihiro MIYAWAKI. Unsteady Wet-Steam Flows Through Low Pressure Turbine Final Three Stages Considering Blade Number. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2015*. Montreal, 2015.

- [77] MIYAZAWA, Hironori, Takashi FURUSAWA, Satoru YAMAMOTO, Yasuhiro SASAO a Hiroharu OYAMA. Unsteady Force on Multi-Stage and Multi-Passage Turbine Long Blade Rows Induced by Wet-Steam Flows. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2016*. Seoul, 2016.
- [78] MOHEBAN, M. a J.B. YOUNG. A study of thermal nonequilibrium effects in low-pressure wet-steam turbines using a blade-to-blade time-marching technique. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 1985, 6(4), 269-278.
- [79] MORAGA, F. J., L. WANG a W.-M. REN. Numerical Sensitivity Study and Calibration of Non-Equilibrium Wet Steam Model. *Proceedings of ASME Turbo Expo 2013*. San Antonio, 2013.
- [80] MOSES, C. A. a G. D. STEIN. On the Growth of Steam Droplets Formed in a Laval Nozzle Using Both Static Pressure and Light Scattering Measurements. *J. Fluids Eng.* 1978, 100(3), 311-322.
- [81] MOORE, M.J. Gas Dynamics of Wet Steam and Energy Losses in Wet-Steam Turbines. MOORE, M.J. a C.H. SIEVERDING. *Two-phase steam flow in turbines and separators*. 1. Washington: Hemisphere Pub. Corp., 1976, s. 59-126. ISBN 00-704-2992-8.
- [82] MOORE, M. J., P. T. WALTERS, R. I. CRANE a B. J. DAVIDSON. Predicting The Fog-Drop Size In Wet-Steam Turbines. In: *Conf. Proc. Of Wet Steam 4, IMechE, Coventry, UK, 3-5 April, 1973*.
- [83] OSWATITSCH, Kl. Kondensationserscheinungen in Überschalldüsen. *Z. angew. Math. Mech.* 1942, 22(1), 1-14.
- [84] PATEL, Yogini. *Computational modelling of non-equilibrium condensing steam flows in low-pressure steam turbines: PhD Thesis*. Lappeenranta, 2016. ISBN 978-952-265-975-0.
- [85] PETR, V. Paper 10: Measurement of an Average Size and Number of Droplets during Spontaneous Condensation of Supersaturated Steam. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Conference Proceedings*. 1969, 184(7), 22–28. ISSN 0367-8849.
- [86] PETR, V a M KOLOVRATNÍK, 2000. Modelling of the droplet size distribution in a low-pressure steam turbine. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy*. 214(2), 145–152. ISSN 0957-6509.
- [87] PETR, V. a M. KOLOVRATNÍK. Matematický model a výpočet přídavných energetických ztrát vlhkostí páry v NT dílu parní turbíny. PETR, V. *Příspěvek k optimalizaci průtočné části NT dílu parních turbín Škoda - II. část*. Z-545/2003. Praha: ČVUT, 2003, s. 49-60.
- [88] PETR, Václav a Michal KOLOVRATNÍK. Wet steam energy loss and related Baumann rule in a 1000 MW nuclear and a 210 MW fossil-fired LP steam turbine. In: *Proceedings Of Baumann Centenary Wet Steam Conference*. Cambridge, 2012. ISBN 978-0-903428-35-4.
- [89] PETR, V. a M. KOLOVRATNIK. The assessment of the effect of binary homogeneous nucleation on wet steam energy loss in a low pressure steam turbine. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy*. 2014, 228(5), 525-535.
- [90] PETROVIC, Milan V., Alexander WIEDERMANN a Milan B. BANJAC. Development and Validation of a New Universal Through Flow Method for Axial Compressors. *Proceedings of ASME Turbo Expo 2009, Orlando*. 2009, 579–588.

- [91] ROSIC, B. a L. XU. Blade Lean and Shroud Leakage Flows in Low Aspect Ratio Turbines. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2008*. Berlin, 2008.
- [92] SCHATZ, M., T. EBERLE, M. GRÜBEL, J. STARZMANN, D. M. VOGT a N. SÜRKEN. Two-Phase Flow Modeling and Measurements in Low-Pressure Turbines: Part 2 — Turbine Wetness Measurement and Comparison to CFD-Predictions. *Proceedings of ASME Turbo Expo 2014*. Düsseldorf, 2014.
- [93] SCHATZ, Markus. Presentation of the nozzle test case for further experimental studies on condensing steam flows. In: *ASME Turbo Expo 2017*. Panel session presentation. Charlotte. 29. červen 2017.
- [94] SCHILLER, L. a A.Z. NAUMANN. Über die grundlegenden Berechnungen bei der Schwerkraftaufbereitung. *Zeitschrift des Vereines Deutscher Ingenieure*. 1933, 77, 318-320.
- [95] SIGG, Roland. *Numerische Untersuchung von Lastvariationen und Nässephänomenen an einer Niederdruck-Dampfturbine*. Aachen: Shaker Verlag GmbH, 2010. ISBN 978-3-8322-9489-2.
- [96] SMITH, Jr., L. H. The Radial-Equilibrium Equation of Turbomachinery. *Journal of Engineering for Power*. 1966, 88(1), 1–12. ISSN 0742-4795.
- [97] STARZMANN, Jörg, M. SCHATZ, M. V. CASEY, J. F. MAYER a Frank SIEVERDING. Modelling and Validation of Wet Steam Flow in a Low Pressure Steam Turbine. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2011*. Vancouver, 2011.
- [98] STARZMANN, J., M. V. CASEY a J. F. MAYER. Unsteady Numerical Study of Wet Steam Flow in a Low Pressure Steam Turbine. *High Performance Computing in Science and Engineering '11*. 1. Berlin: Springer, 2012, s. 437-450. ISBN 978-3-642-23868-0.
- [99] STARZMANN, Jörg. *Numerische Untersuchung der Zweiphasenströmung und Analyse von Nässeverlusten in Niederdruckdampfturbinen*. Aachen: Shaker Verlag GmbH, 2015. ISBN 978-3-8440-3325-0.
- [100] STARZMANN, J., Fiona R. HUGHES, Alexander J. WHITE, Jan HALAMA, Vladimir HRIC, Michal KOLOVRATNÍK, Hoon LEE, Libor SOVA, Miroslav ŠT'ASTNÝ, Sebastian SCHUSTER, Marius GRÜBEL, Markus SCHATZ, Damian M. VOGT, Yogini PATEL, Giteshkumar PATEL, Teemu TURUNEN-SAARESTI, Vladimir GRIBIN, Victor TISHCHENKO, Ilya GAVRILOV, Changhyun KIM, Jehyun BAEK, Xiaoming WU, Jiandao YANG, Sławomir DYKAS, Włodzimierz WRÓBLEWSKI, Satoru YAMAMOTO, Zhenping FENG a Liang LI. Results of the International Wet Steam Modelling Project. In: *Wet Steam Conference: Proceedings*. Praha: České vysoké učení technické v Praze, 2016. ISBN 978-80-01-5997-5.
- [101] STELTZ, W. G., P. K. LEE a Jr. LINDSAY W. T. The Verification of Concentrated Impurities in Low-Pressure Steam Turbines. *Journal of Engineering for Power*. 1983, 105(1), 192–198. ISSN 0742-4795.
- [102] SÜRKEN, Norbert. *Systematische Analyse kondensierender Strömungen im Niederdruckteil von Dampfturbinen*. Als Ms. gedr. Düsseldorf: VDI-Verl, 2007. ISBN 978-318-3566-068
- [103] ŠEJNA, Miroslav. *Numerické modelování dvoufázového proudění vodní páry s homogenní kondenzací*. Praha, 1995. Kandidátská disertační práce. ČVUT.

- [104] ŠŤASTNÝ, Miroslav. *Condensation of steam in nozzles and turbine cascades*. Plzeň: University of West Bohemia, 2015. ISBN 978-80-261-0489-6.
- [105] TANUMA, Tadashi. *Advances in Steam Turbines for Modern Power Plants*. Duxford: Woodhead Publishing, 2017. ISBN 978-0-08-100314-5.
- [106] TRAUPEL, Walter. *Thermische Turbomaschinen: Thermodynamisch-strömungstechnische Berechnung (Klassiker der Technik)*. 4. Auflage. Berlin: Springer Verlag, 2000. ISBN 3540673768.
- [107] TSUKUDA, Tomohiko, Hiroyuki KAWAGISHI, Naoki SHIBUKAWA, Tadayuki HASHIDATE, Koichi GOTO a Tsuguhisa TASHIMA. Influence of Wetness on Efficiency of the Full Scale Size Low Pressure Turbines. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2012*. Copenhagen, 2012.
- [108] TSUKUDA, Tomohiko, Hiroki SATO, Daisuke NOMURA, Sakae KAWASAKI a Naoki SHIBUKAWA. An Experimental Investigation of Thermal Wetness Loss in the Full Scale Size Low Pressure Turbine. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2014*. Düsseldorf, 2014.
- [109] TURINSKÝ, Miloslav. *Proudění ve stupni tepelné turbíny s relativně dlouhou lopatkou: Kandidátská disertační práce*. Plzeň, 1968.
- [110] UNIVERSITY OF CAMBRIDGE. International Wet Steam Modelling Project. University of Cambridge [online]. [cit. 2016-12-28]. Dostupné z: <http://wet-steam-project.eng.cam.ac.uk/WebHome>
- [111] VOLMER, M. a A. WEBER. Keimbildung in übersättigten Gebilden. *Z. phys. Chem.* 1926, 119.3/4, 277-301.
- [112] YEOH, C. C. a J. B. YOUNG. Nonequilibrium Streamline Curvature Throughflow Calculations in Wet Steam Turbines. *Journal of Engineering for Power*. 1982, 104(2), 489-496.
- [113] YEOH, C. C. a J. B. YOUNG. Nonequilibrium Throughflow Analyses of Low-Pressure, Wet Steam Turbines. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*. 1984, 106(4), 716-724.
- [114] YOUNG, J.B. Spontaneous condensation of steam in supersonic nozzles. *Physicochemical Hydrodynamics (PCH)*. 1982, 3(1), 57-82.
- [115] YOUNG, J.B. The fundamental equations of gas-droplet multiphase flow. *International Journal of Multiphase Flow*. 1995, 21(2), 175-191.
- [116] WHITE, Alex. *Condensation in steam turbine cascades: PhD Thesis*. University of Cambridge, 1992.
- [117] WRÓBLEWSKI, Włodzimierz, Sławomir DYKAS a Aleksandra GEPERT. Steam condensing flow modeling in turbine channels. *International Journal of Multiphase Flow*. 2009, 35(1), 498-506.
- [118] WRÓBLEWSKI, Włodzimierz, Sławomir DYKAS, Andrzej GARDZILEWICZ a Michal KOLOVRATNIK. Numerical and Experimental Investigations of Steam Condensation in LP Part of a Large Power Turbine. *Journal of Fluids Engineering*. 2009, 131(4), 1-11.
- [119] WU, Chung Hua. *A general theory of three-dimensional flow in subsonic and supersonic turbomachines of axial-, radial-, and mixed-flow types*. Washington: NACA, 1952. Dostupné také z: <http://naca.central.cranfield.ac.uk/reports/1952/naca-tn-2604.pdf>

[120] ŽIVNÝ, A., A. MACÁLKA, M. HOZNEDL, K. SEDLÁK, M. HAJŠMAN a M. KOLOVRATNÍK. Numerical investigation and validation of the 1090 MW steam turbine exhaust hood flow field. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2017*. Charlotte. 2017.

ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI
FAKULTA STROJNÍ

PŘÍLOHY K DISERTAČNÍ PRÁCI

Akademický rok: 2016/2017

Ing. Libor Sova

Příloha 1: Koncepce kalibrace STF

Program STF lze upravit tak, aby bylo možné lépe zohlednit výsledky CFD výpočtů nebo experimentu.

První úpravou je zavedení korekčního členu průtoku k_m do rovnice kontinuity (2.14), ta pak přejde do tvaru

$$\dot{m} = k_m \int_{hub}^{shroud} 2\pi r \rho c_m \cos(\varepsilon + \mu) dq, \quad (9.1)$$

Konstanta k_m je nezávislá pro roviny 3 a 5. Pro ostatní roviny se nepoužívá, protože hodnoty průtoku v rovinách 1, 2, 4 a 6 jsou nastavovány dle průtoků vypočtených v rovinách 3 a 5. Zavedení těchto dvou konstant umožní nastavení žádané hodnoty průtoku stupněm a tlaku na středu za rozváděcími lopatkami.

Druhou úpravou kódu je zavedením korekční síly $f_c(q)$ do rovnice radiální rovnováhy (2.27), která poté přejde do tvaru

$$\underbrace{\frac{\partial p}{\partial q}}_{f_p} = -\underbrace{\rho c_m \frac{\partial c_m}{\partial m} \sin(\varepsilon + \mu)}_{f_t} - \underbrace{\rho \frac{c_m^2}{r_c} \cos(\varepsilon + \mu)}_{f_n} + \underbrace{\rho \frac{c_u^2}{r} \cos(\varepsilon)}_{f_u} + f_q + f_c. \quad (9.2)$$

To umožní řídit tlakové rozložení v rovinách 3 a 5. Derivací rozložení tlaků za rozváděcími a oběžnými lopatkami získaných CFD výpočtem lze získat odpovídající rozložení tlakové síly $f_{p,CFD}$. Odečtením tlakové síly získané odpovídajícím proudovým výpočtem $f_{p,STF}$ lze odhadnout potřebné rozložení korekční síly f_c . To lze zapsat jako

$$f_c = f_{p,CFD} - f_{p,STF}. \quad (9.3)$$

V současné době je hledání potřebných korekčních koeficientů prováděno ručně. Nicméně je možné výpočetní algoritmus upravit tak, aby kalibrace probíhala plně automaticky. Program by obsahoval dva různé módy, výpočetní a kalibrační. Výstupem kalibračního módu by byly kalibrační koeficienty, které by byly následně využity ve výpočetním módu. Korekční sílu lze převést také na hodnotu fiktivního úhlu náklonu λ_f dosazením korekční síly f_c za sílu od nakloněných lopatek f_q definovanou vztahem (2.37). Fiktivní úhel náklonu λ_f poté bude

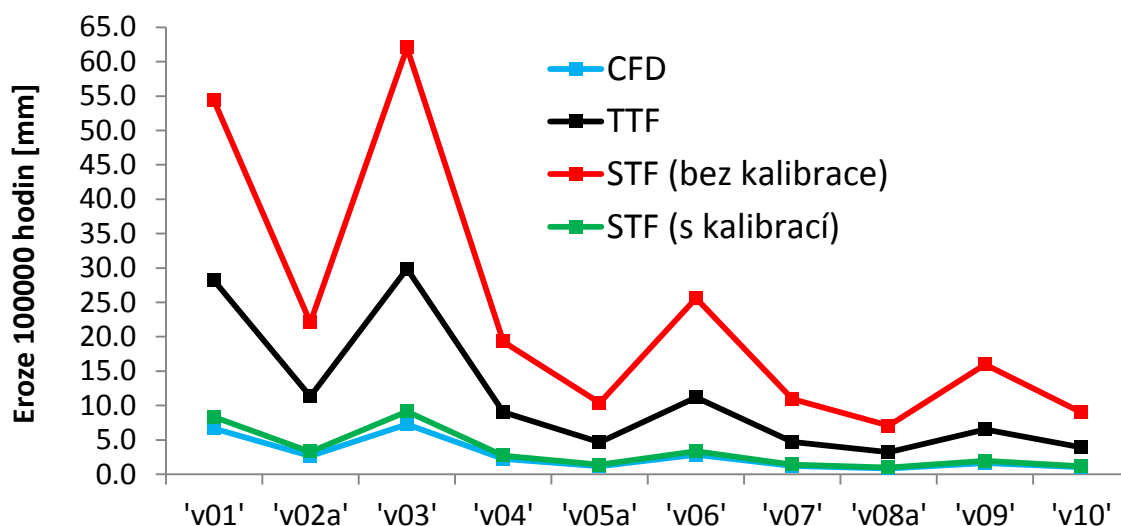
$$\lambda_f = \operatorname{atan} \left\{ \frac{-f_c r}{\rho c_m} \left[\frac{\Delta(r c_u)}{\Delta m} \right]^{-1} \right\} \quad (9.4)$$

Pro zachování rychlostních trojúhelníků by se poté použily jako výstupní úhly z mříží proudové úhly z CFD a případně by se aplikovalo také rozložení meridionálního úhlu μ . Dále je možné použít rozložení účinností mříží přímo z CFD.

Praktickým příkladem využití kalibrace je tvorba závislostí eroze na provozních podmínkách pro lopatku 1220 mm. Pro tvorbu vstupních dat pro erozní výpočet byly použity data z CFD simulací, TTF a STF. Výsledky úbytku materiálu pro 100000 provozních hodin pro různé

okrajové podmínky definované napříč operačním rozsahem pro výstupní vlhkost přibližně 10 % jsou zobrazeny na Obr. 117. Je vidět, že při použití kalibrovaného STF lze dosáhnout obdobných výsledků jako CFD. V tomto případě byly pro kalibraci použity konstanty korekce průtoku k_{m3} a k_{m5} , úhel fiktivního náklonu λ_f aplikovaný na rozváděcí lopatku a proudové úhly z vybraného provozu z CFD. Účinnost mříží byla uvažována konstantní. Kalibrační konstanty byly zvoleny shodně napříč jednotlivými provozy. To ukazuje, že při existenci CFD výpočtu pro jeden vybraný provoz, lze na základě tohoto provozu stanovit kalibrační konstanty, jejichž platnost je v poměrně širokém rozsahu okrajových podmínek. Pro představu jednotlivé analyzované provozy (v01-v10) byly v rozsahu hmotnostních průtoků zhruba 60 až 210 kg/s a objemových průtoků 1800 až 3600 m³/s. Kromě erozního úbytku se zlepšily obecně predikce parametrů proudového pole a důležité integrální parametry jako výkon a axiální síla.

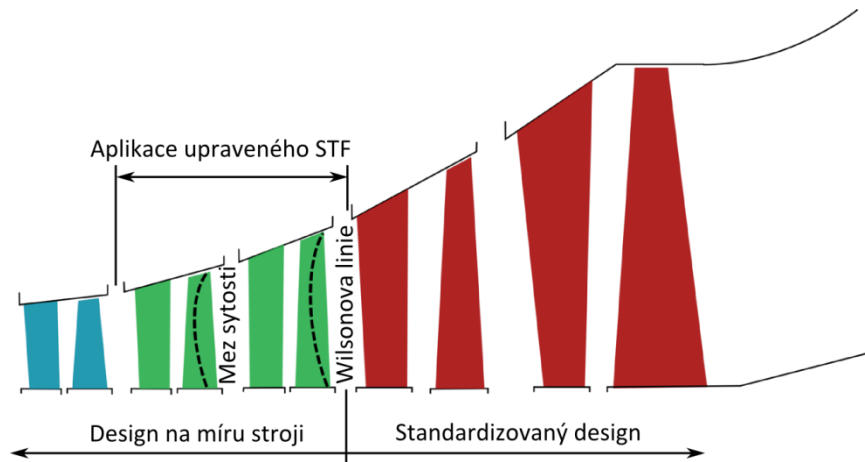
Pro tuto úlohu byl pro kalibraci rozložení tlaku zvolen postup pomocí fiktivního úhlu náklonu λ_f . Jelikož se ukázalo, že je možné použít shodné rozložení pro všechny provozy. To neplatí pro kalibrační sílu f_c , která se významně mění napříč jednotlivými provozy. To znamená, že pro úlohy zkoumání proudových poměrů při změně okrajových podmínek je potřeba použít fiktivní úhel náklonu. Při úloze zkoumání odezvy proudového pole na změnu geometrických změn bez změny okrajových podmínek postačuje použít korekční sílu.



Obr. 117: Příloha 1: Příklad kalibrace STF z pohledu eroze

Příloha 2: Koncepte zjednodušeného modelu kondenzace v STF (SWS)

Oblast aplikace STF se zjednodušeným modelem kondenzace (dále SWS) by byla pro stupně přecházející mez sytosti do stupně přecházející Wilsonovu linii, jak je naznačeno na Obr. 118.



Obr. 118: Příloha 2: Oblast aplikace STF se zjednodušeným modelem kondenzace

Tento model vychází z principů testovaných na zjednodušeném analytickém modelu pro výpočet kondenzace v Lavalových dýžích, viz kapitoly 5.3 a 6.2.2. Hlavními principy jsou:

- Změna rovnice stavu pod mezí sytosti,
- Aplikace termodynamické ztráty vlhkostí v místě přechodu Wilsonovy linie,
- Úprava modelu nadzvukového odklonu proudu (Úprava hodnoty Poissonovy konstanty).

Základní modul používá rovnovážné parametry páry podle IAPWS-IF97. V případě modelu SWS se v oblasti mezi mezí sytosti a předpokládanou polohou Wilsonovy linie přepne na rovnici stavu popisující nerovnovážné parametry páry. Lze použít rovnice ideálního plynu s parametry přehřáté páry nebo nerovnovážné vztahy dle IAPWS-IF97.

Přehled potřebných vztahů v případě použití rovnic ideálního plynu uvádí Tab. 20. Index sl značí hodnoty na průsečiku s mezí sytosti. Ten se určí iterativně pomocí knihoven páry IAPWS-IF97 podle schématu na Obr. 118. Průsečík je určen na základě izoentropické expanze z celkového vstupního stavu pro každou proudnici samostatně.

Termodynamická ztráta se určí pomocí zjednodušeného přístupu použitého při výpočtech dýž.

$$\Delta h = h_{eq} - h_{neq} = \Delta h_{ig}(\kappa_{eq}) - \Delta h_{ig}(\kappa_{neq}), \quad (9.5)$$

kde funkce Δh_{ig} se určí jako

$$\Delta h_{ig}(\kappa) = \frac{p_{sl} v_{sl} \kappa}{\kappa - 1} \left(1 - \left(\frac{p_w}{p_{sl}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right). \quad (9.6)$$

Tento přírůstek entalpie se aplikuje do výpočtu výstupu z lopatkové řady, pokud sledovaná proudnice protíná Wilsonovu linii. To znamená, že se k výstupní entalpii zahrnující

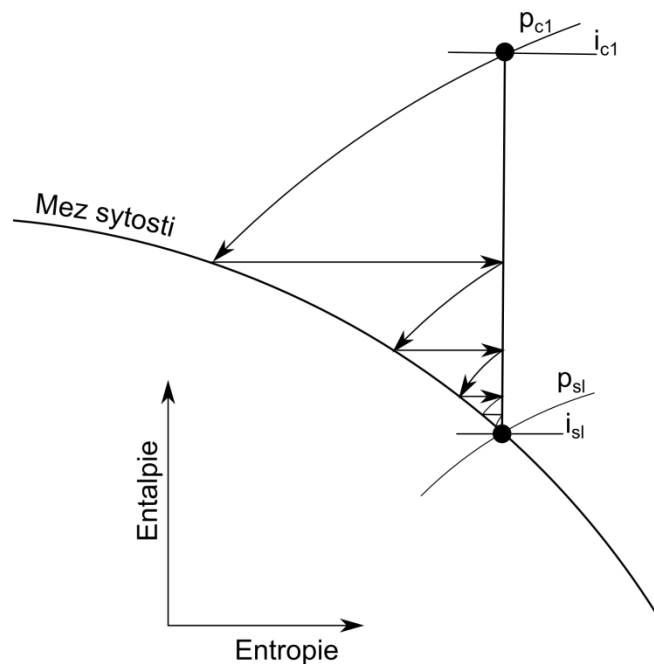
aerodynamické ztráty (definované účinnostmi mříží) i_{aero} přičte termodynamická ztráta Δh dle rovnice (9.5). Výstupní entalpie i poté bude

$$i = i_{aero} + \Delta h. \quad (9.7)$$

Tento postup byl aplikován do STF, ale nebylo zatím provedeno systematické porovnání s CFD výsledky.

Funkce	Vztah
$v(p, i)$	$v = \frac{RT(i)}{p}$
$v(p, s)$	$v = \frac{RT(s)}{p}$
$s(p, i)$	$s = s_{sl} + c_p \ln\left(\frac{T(i)}{T_{sl}}\right) - R \ln\left(\frac{p}{p_{sl}}\right)$
$p(i, s)$	$p = p_{sl} \exp\left(-\frac{s - s_{sl} - c_p \ln\left(\frac{T(i)}{T_{sl}}\right)}{R}\right)$
$i(p, s)$	$i = i_{sl} - c_p(T_{sl} - T(p, s))$
$T(i)$	$T_{sl} - \frac{i_{sl} - i}{c_p}$
$T(p, s)$	$T = T_{sl} \exp\left(\frac{s - s_{sl} + R \ln\left(\frac{p}{p_{sl}}\right)}{c_p}\right)$
$a(p, i)$	$a = \sqrt{\kappa RT(p, i)}$

Tab. 20: Příloha 2: Úprava rovnic stavu



Obr. 119: Příloha 2: - Průsečík s mezí sytosti