

České vysoké učení technické v Praze

Fakulta strojní



Ústav energetiky
Obor jaderná energetická zařízení

DIPLOMOVÁ PRÁCE

CFD simulace míšení chladiva v reaktoru VVER-1000

Bc. Milan Routner

Školitel: Ing. Václav Železný

2017



Prohlašuji, že jsem diplomovou práci zpracoval samostatně v rámci navazujícího magisterského studijního programu Fakulty strojní ČVUT v Praze s použitím uvedené odborné literatury a programu ANSYS FLUENT 15.0.

11. ledna 2017

.....

Bc. Milan Routner



Poděkování

Rád bych tímto způsobem poděkoval Ústavu energetiky za poskytnutí cenných informací. Zvláště bych rád poděkoval vedoucímu své diplomové práce, panu Ing. Václavu Železnému a konzultantovi, panu Ing. Ladislavu Vyskočilovi, za jejich vstřícnost, konzultace a náměty, které jsem ve své práci použil. Mé poděkování patří rovněž mým rodičům, kteří mi umožnili studium a bez kterých by tato práce nevznikla.



Abstrakt

Různé provozní podmínky pro tlakovodní reaktory (PWR) jsou charakterizovány několika jevy míšení, které výrazně ovlivňují bezpečnostní analýzy provozních stavů. Modelování dynamiky kapalin (CFD) je nejvhodnější nástroj pro studium těchto jevů v detailu. Vzhledem k tomu existují velké nejistoty ve správném či vhodném aplikování výpočetních modelů turbulence pro dané případy, a proto validace CFD kódů aplikovaných na reaktorech vyžaduje dobře definované parametry experimentu.

Cílem diplomové práce je provedení CFD simulace míšení chladiva v tlakovodním reaktoru VVER 1000/V320 od vstupních hrdel reaktorové nádoby až po vtoky do jednotlivých palivových souborů. K tomu budou použity vybrané výpočetní modely, z nichž se vyhodnotí nejvhodnější model pro středně hrubou polyhedrální výpočetní síť. Princip celého experimentu spočívá v simulaci jedné teplejší vstupní smyčky oproti třem ostatním a sledování vývoje teplotního pole v definované oblasti. Výsledná data budou poté vyhodnocena na dostupných datech získaných z experimentálního měření.

Klíčová slova

model turbulence, CFD, míšení chladiva, Fluent, VVER-1000



Abstract

The operating conditions of the PWRs differs for different functional settings of the PWRs. Those settings are mainly characterized by several mixing procedures included in the process which significantly affects the safety of the process. The best way to analyze those procedures in detail is to use the CFD method. Considering this there is some uncertainty about how to apply the computational turbulence model on those specified cases. Therefore the experiment parameters for validation of the CFD codes which are applied on the reactors need to be defined correctly.

The goal of this diploma project is a CFD simulation of the coolant mixing in the pressure water reactor VVER 1000/V320 beginning in the cold leg and continuing up to the inlets into each fuel assemblies. To realize the simulation several selected computational turbulence models will be used and then the most appropriate one for the polyhedral mesh by medium roughness is chosen. The principal of the experiment is a simulation of one inlet cold leg warmer than the other three inlet cold legs and the thermal field in the defined area is observed. Than the results of the experiment are evaluated by comparison with related data gained from previous experimental measuring.

Keywords

turbulence model, CFD, mixing of coolant, Fluent, VVER-1000



ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

pro: Bc. Milan ROUTNER

program:

obor: Jaderná energetická zařízení

Název tématu: CFD simulace míšení chladiva v reaktoru VVER-1000

Title: CFD simulation of mixing of coolant in the nuclear reactor VVER-1000

Zásady pro vypracování:

- 1) Rešerše problematiky týkající se míšení chladiva v jaderném reaktoru VVER 1000
- 2) Stručný popis výpočetního kódu ANSYS FLUENT a jeho použitelnosti pro uvedený typ simulace
- 3) Popis a zhodnocení použitých modelů turbulence
- 4) Provedení úvodního ověřovacího výpočtu podle experimentu provedeného na elektrárně Kozloduj
- 5) Realizace návazných simulací s modifikovanými modely (testování různých pokročilých modelů turbulence, úpravy výpočtové sítě)
- 6) Vyhodnocení získaných výsledků a jejich porovnání s experimentálními daty
- 7) Závěr

Rozsah grafických prací: ---

Rozsah průvodní zprávy: ---

Seznam odborné literatury:

Vedoucí diplomové práce: Ing. Václav Železný

Konzultant/i:

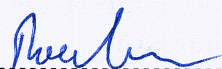
Datum zadání diplomové práce: 27. 10. 2016

Datum odevzdání diplomové práce: 11. 1. 2017

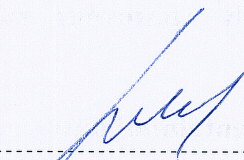
Neodevzdá-li student/ka bakalářskou nebo diplomovou práci v určeném termínu, tuto skutečnost předem písemně zdůvodnil a omluva byla děkanem uznána, stanoví děkan studentovi náhradní termín odevzdání bakalářské nebo diplomové práce. Pokud se však student/ka řádně neomluvil/a nebo omluva nebyla děkanem uznána, může si student/ka zapsat bakalářskou nebo diplomovou práci podruhé.

Posluchač/ka bere na vědomí, že je povinen/povinna vypracovat bakalářskou nebo diplomovou práci samostatně bez cizí pomoci s výjimkou poskytnutých konzultací. Seznam použité literatury, jiných pramenů a jmen konzultantů je třeba uvést v bakalářské nebo diplomové práci.

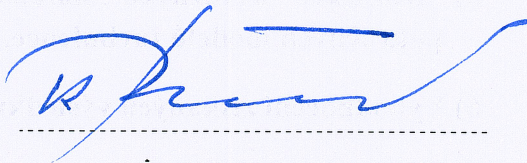
Zadání diplomové práce převzal dne: 30. 10. 2016



student/ka



doc. Ing. Michal Kolovratník, CSc.
vedoucí Ú 12115



prof. Ing. Michael Valášek, DrSc.
děkan fakulty

V Praze dne 27. 10. 2016



Obsah

1	Úvod.....	1
2	Problematika míšení chladiva v jaderném reaktoru VVER 1000.....	3
2.1	<i>Provozní stavy primárního okruhu</i>	3
2.1.1	<i>Dělení provozních stavů</i>	3
2.2	<i>Vývin tepla v jaderných reaktorech</i>	4
2.3	<i>Odvod tepla z reaktoru</i>	5
2.4	<i>Design reaktoru VVER 1000</i>	5
3	CFD program ANSYS FLUENT.....	8
3.1	<i>Základní popis způsobu proudění</i>	9
3.1.1	<i>Stlačitelnost tekutin</i>	9
3.1.2	<i>Režimy proudění</i>	9
3.2	<i>Matematické řešení</i>	10
3.2.1	<i>Základní rovnice</i>	10
3.2.2	<i>Okrajové podmínky</i>	11
3.2.3	<i>Numerická schémata</i>	14
3.2.4	<i>Interpolační schémata</i>	15
3.2.5	<i>Řešení rychlostních a tlakových polí</i>	16
3.2.6	<i>Relaxační faktory</i>	17
3.2.7	<i>Rezidua</i>	18
3.2.8	<i>Kritéria konvergence</i>	18
4	Modelování proudění v blízkosti stěny, stěnová funkce.....	19
4.1	<i>Základní přístupy modelování v blízkosti stěny</i>	20
4.1.1	<i>Stěnové funkce</i>	21
4.1.2	<i>Zákon stěny pro střední rychlost</i>	23
5	Matematické modely turbulence.....	24
5.1	<i>Metoda přímé numerické simulace (Direct Numerical Simulation – DNS)</i>	26
5.2	<i>Metoda velkých vírů (Large Eddy Simulation – LES)</i>	26
5.2.1	<i>Boussinesqova hypotéza (Boussinesq approach)</i>	26
5.3	<i>Metody časového středování (Reynolds-averaged Navie-Stokes equations – RANS)</i>	28
5.3.1	<i>RANS modely turbulentního proudění v programu FLUENT</i>	30



6	Provedení úvodního ověřovacího výpočtu	41
6.1	<i>Tvorba geometrického modelu</i>	41
6.2	<i>Tvorba výpočetní sítě</i>	43
6.3	<i>Provedení úvodního výpočtu</i>	46
6.3.1	<i>Fyzikální vlastnosti chladiva</i>	46
6.3.2	<i>Vstupní a výstupní okrajové podmínky</i>	47
6.3.3	<i>Okrajové podmínky částí reaktoru</i>	47
6.3.4	<i>Parametry porézni oblasti</i>	47
6.3.5	<i>Volba výpočetních schémat</i>	48
6.3.6	<i>Volba podrelaxačních faktorů</i>	48
6.3.7	<i>Realizace výpočtu</i>	48
7	Realizace návazných simulací s modifikovanými modely.....	52
7.1.1	<i>Model Realizable k-ε</i>	52
7.1.2	<i>Model SST k-ω</i>	54
7.1.3	<i>Model RSM (lineární)</i>	56
8	Porovnání naměřených výsledků s experimentálními daty	58
9	Závěr.....	62



Seznam tabulek a obrázků

Tabulka 1. Defaultní hodnoty konstant modelu Standard $k-\epsilon$	31
Tabulka 2. Defaultní hodnoty konstant modelu RNG $k-\epsilon$	33
Tabulka 3. Defaultní hodnoty konstant modelu Realizable $k-\epsilon$	35
Tabulka 4. Defaultní hodnoty konstant modelu Standard $k-\omega$	37
Tabulka 5. Defaultní hodnoty konstant modelu SST $k-\omega$	37
Tabulka 6. Parametry původní čtyřstěnné sítě.....	43
Tabulka 7. Parametry výsledné mnohostěnné sítě.....	43
Tabulka 8. Fyzikální vlastnosti chladiva.....	46
Tabulka 9. Parametry na vstupních hrdlech do reaktoru.....	47
Tabulka 10. Aplikované podrelaxační faktory pro numerický model SAS [-].	48
Obrázek 1. Rozvržení jednotlivých smyček JE Kozloduj 6 [12].	6
Obrázek 2. Schéma reaktoru VVER 1000/V320 [13].	7
Obrázek 3. Číslování palivových souborů a smyček JE Kozloduj 6 [10].	8
Obrázek 4. Rozložení proudění v blízkosti stěny [14].	19
Obrázek 5. Základní přístupy modelování proudění v blízkosti stěny [9].	20
Obrázek 6. Princip metod modelování turbulence [8].	25
Obrázek 7. Modely RANS, LES, DES: typické energetické spektrum turbulentních vírů [9].	25
Obrázek 8. Vertikální řez geometrickým modelem.	42
Obrázek 9. Použité vektory k výpočtu ortogonální kvality buňky.	43
Obrázek 10. Použité vektory k výpočtu ortogonální kvality buňky.	44
Obrázek 11. Detail prostorové výpočetní sítě v radiálním řezu sestupné šachty, $z = 7,003$ m.	45
Obrázek 12. Detail prostorové výpočetní sítě spodní části reaktoru.....	45
Obrázek 13. Rozložení teploty chladiva na vnější stěně sestupné šachty, s časovým středováním, (model turbulence SAS).....	49
Obrázek 14. Rozložení teploty chladiva na výstupu z palivových podpěr, s časovým středováním, (model turbulence SAS).	50
Obrázek 15. Rozložení teploty chladiva v oblasti vstupních hrdel, s časovým středováním, $z = 7,003$ m (model turbulence SAS).	50
Obrázek 16. Rychlost proudění chladiva v sestupné šachtě reaktoru, s časovým středováním, (model turbulence SAS).....	51
Obrázek 17. Poloha měření rychlostí v sestupné šachtě.....	51
Obrázek 18. Rozložení teploty chladiva na vnější stěně sestupné šachty, (Realizable $k-\epsilon$).	52
Obrázek 19. Rozložení teploty chladiva na výstupu z palivových podpěr, (Realizable $k-\epsilon$).	53



Obrázek 20. Rozložení teploty chladiva v oblasti vstupních hrdel, $z = 7,003$ m, (Realizable $k-\epsilon$).....	53
Obrázek 21. Rychlost proudění chladiva v sestupné šachtě reaktoru, (Realizable $k-\epsilon$).	54
Obrázek 22. Rozložení teploty chladiva na vnější stěně sestupné šachty, s časovým středováním, (SST $k-\omega$).....	54
Obrázek 23. Rozložení teploty chladiva v oblasti vstupních hrdel, s časovým středováním, $z = 7,003$ m, (SST $k-\omega$).	55
Obrázek 24. Rozložení teploty chladiva na výstupu z palivových podpěr, s časovým středováním, (SST $k-\omega$).....	55
Obrázek 25. Rychlost proudění chladiva v sestupné šachtě reaktoru, s časovým středováním (SST $k-\omega$).	56
Obrázek 26. Rozložení teploty chladiva na vnější stěně sestupné šachty, s časovým středováním, (RSM linear).....	56
Obrázek 27. Rozložení teploty chladiva v oblasti vstupních hrdel, s časovým středováním, $z = 7,003$ m, (RSM linear).	57
Obrázek 28. Rozložení teploty chladiva na výstupu z palivových podpěr, s časovým středováním, (RSM linear).....	57
Obrázek 29. Rychlost proudění chladiva v sestupné šachtě reaktoru, s časovým středováním (RSM linear).....	58
Obrázek 30. Bezrozměrná teplota na výstupu z palivových podpěr dle předešlého experimentu [%] [11].	59
Obrázek 31. Bezrozměrná teplota na výstupu z palivových podpěr, (model turbulence SAS).	60
Obrázek 32. Bezrozměrná teplota na výstupu z palivových podpěr, (model turbulence Realizable $k-\epsilon$).	60
Obrázek 33. Bezrozměrná teplota na výstupu z palivových podpěr, (model turb. SST $k-\omega$).	61
Obrázek 34. Bezrozměrná teplota na výstupu z palivových podpěr, (model turb. RSM linear).	61



Seznam použitých symbolů a označení

\vec{A}_l	normálový vektor stěny	-
C	předepsaná matice	-
C_D	empirická konstanta	-
c_p	měrná tepelná kapacita při konstantním tlaku	$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$
$C_{1\varepsilon}$	konstanta modelu ($C_{1\varepsilon} = 1,44$)	-
$C_{2\varepsilon}$	konstanta modelu ($C_{2\varepsilon} = 1,92$)	-
$C_{3\varepsilon}$	konstanta vlivu vztlačkových sil na rychlost disipace energie	-
C_2	setrvačný odporový součinitel	m^{-1}
$C_{2,j}$	součinitel tlakového skoku	m^{-1}
C_μ	konstanta ($C_\mu = 0,09$)	-
D	předepsaná matice	-
D_ω	příčná difúze	$m^2 \cdot s^{-1}$
E	celková energie	J
E	empirická konstanta ($E = 9,793$)	-
\vec{F}	vektor vnějších objemových sil	$N \cdot m^{-3}$
\vec{g}	vektor gravitačního zrychlení	$m \cdot s^{-2}$
G_b	generace kinetické energie turbulence k v důsledku vztlačku	-
G_k	generace kinetické energie turbulence k v důsledku gradientů střední rychlosti	-
h	měrná entalpie	$J \cdot kg^{-1}$
h_i	měrná entalpie složky i	$J \cdot kg^{-1}$
I	jednotkový tenzor	-
\vec{J}_i	difúzní tok složky i	$kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$
k	turbulentní kinetická energie	$m^2 \cdot s^{-2}$
k_p	turbulentní kinetická energie v bodě P	$m^2 \cdot s^{-2}$
K_s	skutečná výška nerovností	m
K_s^+	bezrozměrná výška nerovností	-
L	charakteristický rozměr	m
L	délka, délkové měřítko	m
N_p	Kolmogorovo mikroměřítko turbulence	-



Nu	Nusseltovo číslo	-
p	statický tlak	Pa
q	hustota tepelného toku	$kW \cdot m^{-2}$
Q_v	objemový tok	$m^3 \cdot s^{-1}$
r	růstový faktor	-
Re_y	hraniční hodnota Reynoldsova čísla u stěny	-
R_ε	korekční člen	-
S_h	vydatnost objemového zdroje tepla za jednotku času	$W \cdot m^{-3}$
S_i	přídavný úbytek hybnosti	$kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-2}$
S_k	uživatelsky definované zdrojové členy	-
S_m	zdroj hmoty	$kg \cdot m^{-3} \cdot s^{-1}$
\overline{S}_{ij}	tenzor rychlosti deformace	$m \cdot s^{-1}$
S_ε	uživatelsky definované zdrojové členy	-
T	termodynamická teplota	K
t	čas	s
t_s	teplota povrchu palivového proutku	$^\circ C$
t_c	teplota chladiva	$^\circ C$
\overline{u}_i	složka vektoru rychlosti	$m \cdot s^{-1}$
\overline{u}_j	složka vektoru rychlosti	$m \cdot s^{-1}$
U_p	střední rychlost v bodě P	$m \cdot s^{-1}$
u_τ	třecí rychlost	$m \cdot s^{-1}$
U^*	bezrozměrná rychlost u stěny	-
\vec{v}	vektor rychlosti	$m \cdot s^{-1}$
y	normálová vzdálenost středu buňky od stěny	m
Y_i	lokální hmotnostní podíl složky i	-
Y_M	příspěvek k celkové disipaci	-
y_P	vzdálenost bodu P od stěny	m
y^+	bezrozměrná vzdálenost od stěny	-
y^*	bezrozměrná vzdálenost od stěny	-



Značení řeckou abecedou

α	součinitel propustnosti	m^2
α	součinitel přestupu tepla do chladiva	$W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$
α	relaxační faktor	-
α_k	inverzní efektivní Prandtlovo číslo pro k	-
α_ε	inverzní efektivní Prandtlovo číslo pro ε	-
$\alpha_{1\sim 4}$	úhly jednotlivých smyček	°
α^*	tlumicí koeficient ($\alpha^* = 1$)	-
Γ_k	efektivní difuzivita k	$Pa \cdot s$
Γ_ω	efektivní difuzivita ω	$Pa \cdot s$
δ_{ij}	Kroknerovo delta	-
ΔB	přídavná konstanta drsnosti	-
Δm	skutečná tloušťka překážky	m
Δp	tlaková ztráta	Pa
Δt	časový interval	s
$\Delta \phi_i$	změna hodnoty obecné veličiny ve středu buňky během i -té iterace	jednotka ϕ
ε	rychlost disipace kinetické energie	$m^2 \cdot s^{-3}$
Φ	obecná veličina	x
Φ'	flukuační složka veličin	x
$\bar{\Phi}$	časově středovaná složka obecné veličiny	x
ϕ_i	hodnota obecné proměnné ve středu buňky po i -té iteraci	jednotka ϕ
ϕ_{i-1}	hodnota obecné proměnné ve středu buňky před i -tou iterací	jednotka ϕ
κ	von Karmánova konstanta ($\kappa = 0,4187$)	-
λ	součinitel tepelné vodivosti	$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
λ_{eff}	efektivní vodivost	$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
μ	dynamická viskozita	$Pa \cdot s$
μ_{eff}	efektivní viskozita	$Pa \cdot s$
μ_l	laminární viskozita	$Pa \cdot s$
μ_t	turbulentní viskozita	$Pa \cdot s$
ρ	hustota	$kg \cdot m^{-3}$
σ_k	empirická konstanta	-



σ_k	turbulentní Prandtlovo číslo pro kinetickou energii ($\sigma_k=1,0$)	-
σ_ε	turbulentní Prandtlovo číslo pro disipaci kinetické energie ($\sigma_\varepsilon=1,3$)	-
τ	smykové napětí	Pa
τ_{kk}	symetrická část subgridního napětí	Pa
τ_w	smykové napětí na stěně	Pa
$\bar{\bar{\tau}}$	tenzor viskózních napětí	Pa
$\bar{\bar{\tau}}_{eff}$	deviační tenzor viskózních napětí	Pa
ω	specifická disipace kinetické energie	s^{-1}

Dolní indexy

eff	efektivní
i	hodnota kartézské souřadnice ($i = x, y, z$)
w	stěna

Horní indexy

T	transponované
-----	---------------



Použité zkratky

3D	třírozměrný (model)
CFD	Computational Fluid Dynamics
DDES	Delayed DES
DES	Detached Eddy Simulation
DNS	Direct Numerical Simulation
EIA	Energy Information Administration
FLUENT	CFD kód
FSM	Fractional-Step Method
JE	jaderná elektrárna
LES	Large Eddy Simulation
LOCA	Loss of Coolant Accident (havárie se ztrátou chladiva)
LRR	Launder, Reece and Rodi
MUSCL	Monotone Upstream Centred Schemes for Conservation Laws
PISO	Pressure-Implicit with Splitting of Operators
PWR	Pressure Water Reactor
RANS	Reynolds-averaged Navier-Stokes equations
RNG	Renormalization-group
RSM	Reynolds Stress Model
SAS	Scale Adaptive Simulation
SIMPLE	Semi-Implicit Method for Pressure-Linked (sekvenční algoritmus)
SIMPLEC	Semi-Implicit Method for Pressure-Linked-Consistent (sekvenční algoritmus)
SRS	Scale-Resolving Simulations
SSG	Speziale, Sarkar a Gatski
SST	Shear-Stress Transport
SÚJB	státní úřad pro jadernou bezpečnost
URANS	Unsteady-RANS
ÚJV	Ústav jaderného výzkumu
VVER	vodo-vodjanoj energetičeskij reaktor



Úvod

Globální energetika se potýká již řadu let s neutuchajícím nárůstem poptávky po elektrické energii, která s rostoucím průmyslem a rozvíjející se dopravou bude nadále mít vzestupnou tendenci, dle EIA ročně o 3 až 4 %. Ke zvyšování celosvětové spotřeby el. energie napomáhá také zemědělství a domácnosti u nichž dochází k postupnému zvyšování životní úrovně. V jednotlivých oblastech a státech jsou samozřejmě poměry odlišné, proto i spotřeba bude odlišná v Evropě, USA, Japonsku, Číně a v rozvojových zemích. Tím vzniká tlak na stávající energetické zdroje a nutnost výstavby nových energetických systémů [1].

Každá země vypracovává státní energetickou koncepci, kde hlavním smyslem je optimalizovat strukturu zdrojů tak, aby zajistila bezpečné a spolehlivé dodávky elektřiny. Dalším požadavkem je zajištění energetické soběstačnosti, protože ta patří ke strategickým zájmům každého státu a mnohdy bývá označována jako jeden z pilířů bezpečnosti a nezávislosti. V současné době je kladen velký důraz na energetické zdroje mající minimální negativní vliv na změny životního prostředí a klimatu Země. Dále je snahou omezit vypouštění emisních plynů do ovzduší a ztenčování zásob fosilních paliv. Řešením těchto problémů se nabízí provoz jaderné energetiky, která napomáhá snižovat produkci skleníkových plynů díky velmi nízké produkci CO₂ a relativně malému množství štěpného materiálu potřebného k provozu jaderného reaktoru oproti energetickým blokům na fosilní paliva s obdobným výkonem za stejné provozní období [2].

K datu 1. ledna 2017 bylo v provozu 447 jaderných bloků pro komerční výrobu elektrické energie s celkovým instalovaným výkonem 391 300 MWe, což činí 11,5 % podílu z celkového instalovaného výkonu el. energie. S výstavbou nových jaderných bloků jsou spojeny vysoké investiční náklady, proto je mj. snahou zvyšovat energetické využití stávajících zařízení zkracováním odstávek, prodlužováním životnosti a zvyšováním výkonu. Při navyšování koeficientu využití v rámci projektových rezerv, je nutno dodržovat tři základní věci a to bezpečnost, spolehlivost a ekonomiku celého zařízení. Pro ověření bezpečného provozu a spolehlivosti je nezbytné provést celou řadu testů a procedur, protože teoreticky neexistuje limit omezující výkon reaktoru, který dosáhl nadkritického stavu, tudíž rozhodujícím faktorem je systém odvodu tepla z aktivní zóny stanovující maximální přípustný tepelný výkon reaktoru. Aby bylo možné pochopit daný problém, je nutné porozumět i souvisejícím procesům týkajících se odvodu tepla z primárního okruhu, a to jak během nominálních podmínek, tak i abnormálních, které mohou později vést k poškození zařízení. Ke zvládnutí těchto stavů je zapotřebí hlubokých znalostí především v oblasti termomechaniky a termohydrauliky jaderných reaktorů, které tvoří základ matematického modelování procesů probíhajících v reaktorech [3], [4].



Přesné modelování přenosu tepla bývá komplikované. Nejjednodušší způsob, který se v praxi používá, je založen na empirické korelaci. Nicméně tento přístup nabývá velké nepřesnosti a lze ho tedy použít pouze jako počáteční odhad. Jako další možnost se nabízí experimentální studie, která má ale také svá úskalí, kterými jsou časová a finanční náročnost či získání teplotních profilů (zejména u palivových souborů). Naštěstí s novými metodami jako je CFD, které se od 90. let minulého století začaly prosazovat v mnoha oblastech, je možné získat detailní pohled na proudění tekutin a přenos tepla. Dominantním přínosem těchto kódů je schopnost detailního popisu plně trojrozměrného proudění, které významně ovlivňuje rozvoj přechodového děje. Kvůli vysoké výpočetní náročnosti není v dnešní době stále možné simulovat velké komplexní celky, mezi které patří i primární a sekundární okruh jaderného bloku. Tudíž se aplikace CFD kódů zaměřuje na složité geometrické části jednotlivě, z nichž pak lze získat celkový pohled na danou problematiku jako je např. proudění chladiva primárním okruhem [5].



Problematika míšení chladiva v jaderném reaktoru VVER 1000

Chladivo do reaktoru vtéká skrze nátrubek studené větve primárního okruhu, dopadá kolmo na vnitřní stěnu sestupné šachty, kde se otáčí a podél této stěny dále postupuje všemi tečnými směry. Proudí směřující nahoru a do stran se poté postupně otáčí do sestupného směru a proudí sestupnou šachtou reaktoru, až k jejímu eliptickému děrovanému dnu. Chladivo pak protéká těmito otvory do oblasti mezi podpěry za účelem usměrnění a zrovnoměnění proudu chladiva po průřezu. Následně postupuje do podpěr palivových soborů skrze otvory v horní válcové části palivových podpěr a protéká aktivní zónou mezi palivovými soubory a následně proudí do bloku ochranných trub skrze otvory v dolní desce, obtéká ochranné trubky vnitroreaktorového měření, klastrů a odkud pak bočními otvory v plášti bloku ochranných trub protéká přes otvory v horní části šachty reaktoru do horkých větví cirkulačních smyček. Jelikož palivové soubory nemají tzv. obálku, dochází k míšení chladiva i v radiálním směru aktivní zóny, které je ovšem minoritní v porovnání s rychlostí proudění v axiálním směru.

Během provozu jaderného reaktoru je teplota chladiva na vstupu do palivových souborů dopočítávána a tepelné hodnoty na výstupu z jednotlivých palivových souborů jsou měřeny termočlánky, které jsou umístěné nad aktivní zónou.

2.1 Provozní stavy primárního okruhu

Požadavky kladené na aktivní zónu jsou ve většině států stanoveny zákonem a vyhláškami příslušného úřadu, jako např. v České republice platí Zákon o mírovém využívání jaderné energie a ionizujícího záření č.18/1997 tzv. atomový zákon, který dále doplňují vyhlášky Státního úřadu pro jadernou bezpečnost (SÚJB). V těchto právních předpisech jsou také definovány provozní stavy, které mohou na jaderném reaktoru nastat. Jelikož jedním z hlavních úkolů primárního okruhu je zajištění bezpečného a spolehlivého provozu během všech provozních stavů, je nutno si nejprve jednotlivé stavy definovat. [6].

2.1.1 Dělení provozních stavů

Normální provoz – zahrnuje veškeré stavy a operace plánovaného provozu jaderně energetického zařízení při dodržení provozních limitů a podmínek pro jeho bezpečný provoz. Tím je myšleno spouštění, ustálený provoz a odstavování reaktoru, zvyšování a snižování jeho výkonu, částečné a plné zatížení, údržba, opravy a výměna paliva.



Abnormální provoz – zahrnuje veškeré stavy, operace a události, které jsou neplánované, ale jejich výskyt lze při provozu jaderně energetického zařízení očekávat. Patří sem zejména náhlý pokles zatížení, havarijní odstavení, výpadek turbíny a ztráta napájení ze sítě. Tyto stavy nesmějí vést k poškození palivových článků a k porušení integrity primárního okruhu. Po skončení nebo odstranění příčin je jaderné zařízení schopné normálního provozu.

Mimořádný (havarijní) provoz – zahrnují veškeré události způsobené selháním nebo porušením stavebních konstrukcí, technologických souborů a zařízení vnějšími vlivy nebo chybami obsluhy, které negativně ovlivňují bezpečnost provozu jaderně energetického zařízení, vedoucí k porušení provozních limitů a podmínek a mohou způsobit porušení palivových článků. Dále je *mimořádný provoz* dělen do dvou kategorií podle četnosti výskytu. První zahrnuje havárie vyskytující se velmi ojediněle (10^{-2} až 10^{-4} událostí/reaktor-rok), které mohou vést k poškození palivových článků, ale nevedou k následné ztrátě funkce systému chlazení nebo systému kontejnmentu. Druhá skupina zahrnuje takové havarijní podmínky, které nejsou očekávány (10^{-4} až 10^{-6} událostí/reaktor-rok) a jejich součástí je potenciální únik významného množství radioaktivního materiálu. Co se týče termohydraulických poruch, jedná se např. o havárii se ztrátou chladiva (LOCA – Loss of Coolant Accident).

2.2 Vývin tepla v jaderných reaktorech

Stanovení přesného prostorového rozložení vývinu tepla v jaderných reaktorech je velmi obtížné, protože k uvolnění tepelné energie dochází různými způsoby. Maximální migrační délka štěpných produktů v palivu je velmi malá (řádově 10^{-5} m), a proto lze považovat, že předávání kinetické energie atomům paliva probíhá takřka v místě štěpení. Čímž dochází ke zvýšení rychlosti tepelného pohybu atomů paliva v místě štěpení a následně k jeho zahřívání. Za normálního provozu se převážná část této energie uvolňuje přímo v palivu a to v důsledku přeměny kinetické energie štěpných produktů v energii tepelnou, výjimku tvoří, oxidace zirkonia v pokrytí, nebo těžká havárie. Dalším zdrojem tepla je absorpce záření β , γ a neutronů. Štěpná reakce probíhá v celém objemu palivového elementu, tudíž se ohřívá celý palivový element a jaderná energie se mění na tepelnou energii paliva. Tepelný výkon je přímo úměrný četnosti štěpení, která z části závisí na hustotě toku tepelných neutronů. A právě tepelný výkon reaktoru je omezen množstvím tepla, které jsme schopni odvést při stanovených teplotách v aktivní zóně [4].



2.3 Odvod tepla z reaktoru

Zvládnutí odvodu tepla je stejně důležité jako zvládnutí reaktorové fyziky, obzvláště při abnormálních či dokonce havarijních stavech. Ve většině jaderných reaktorů je odvod tepla řešen jako podélné obtékání válcových palivových elementů, s minimálním ohledem na to, jestli jsou palivové soubory umístěny v průtočných kanálech, nebo tvoří kompaktní palivovou mříž. Důležitý faktor představuje druh fyzikálního procesu, který dominuje při přestupu tepla z pokrytí palivových proutků do chladiva. V případě jednofázového proudění a bez přítomnosti varu teplotnosné látky, hustota tepelného toku q [$\text{kW} \cdot \text{m}^{-2}$] odpovídá rozdílu teploty povrchu t_s a chladiva t_c , kde platí Newtonův zákon:

$$q = \alpha \cdot (t_s - t_c) , \quad (1)$$

kde

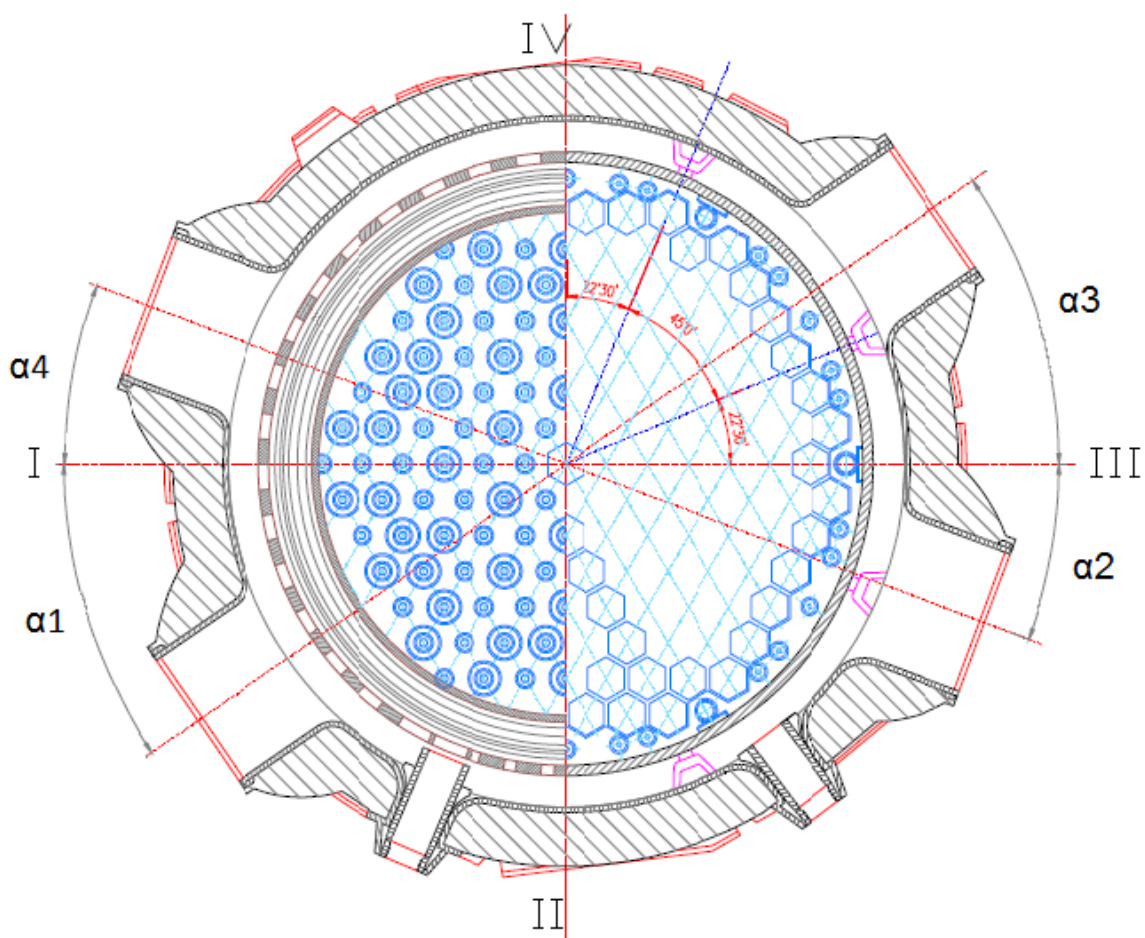
α je součinitel přestupu tepla [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$] , pro který platí:

$$\alpha = \frac{Nu \cdot \lambda}{L} \quad (2)$$

2.4 Design reaktoru VVER 1000

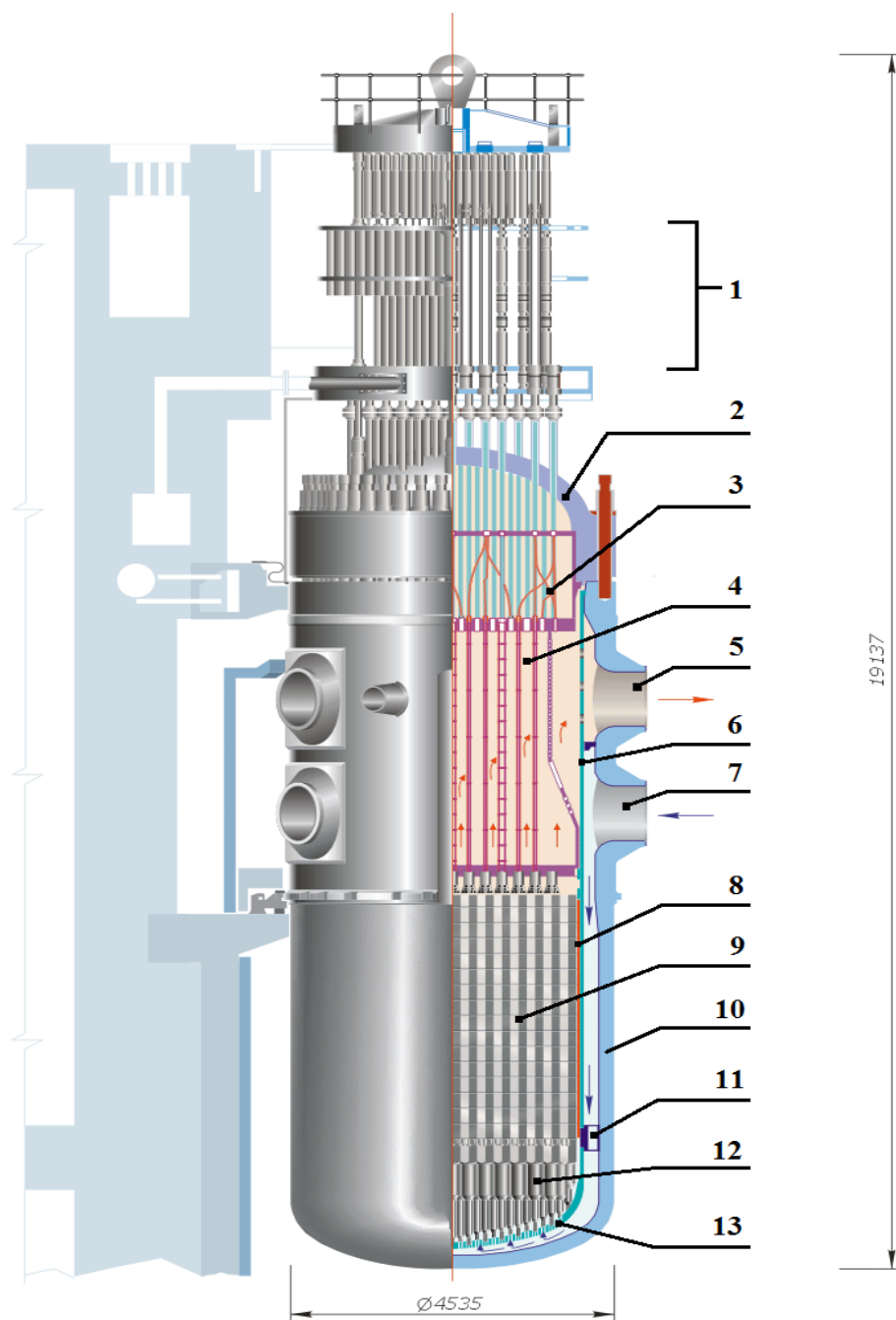
Reaktor VVER 1000/V320, znázorněný na obr. 2. je tlakovodní energetický jaderný reaktor se čtyřmi primárními smyčkami, kde nátrubky studených (vstupních) a horkých (výstupních) smyček jsou umístěny pod sebou. Skutečné rozvržení nátrubků tlakové nádoby na JE Kozloduj 6 se oproti koncepčnímu návrhu liší, neboť bylo provedeno jejich přemístění. Úhly, které nátrubky mezi sebou svírají jsou uvedené na obr. 1..

Aktivní zóna reaktoru je tvořena šestihrannými palivovými soubory, jejichž konstrukce nezahrnuje šestihranný plášť, jak je tomu u starších typů reaktoru VVER.



Vstupní hrdlo	Označení	Navrhovaný úhel hrdla	Skutečný úhel hrdla
1	$\alpha 1$	$34^{\circ}30'$	$34^{\circ}39'$
2	$\alpha 2$	$20^{\circ}30'$	$20^{\circ}18'$
3	$\alpha 3$	$34^{\circ}30'$	$34^{\circ}38'$
4	$\alpha 4$	$20^{\circ}30'$	$20^{\circ}29'$

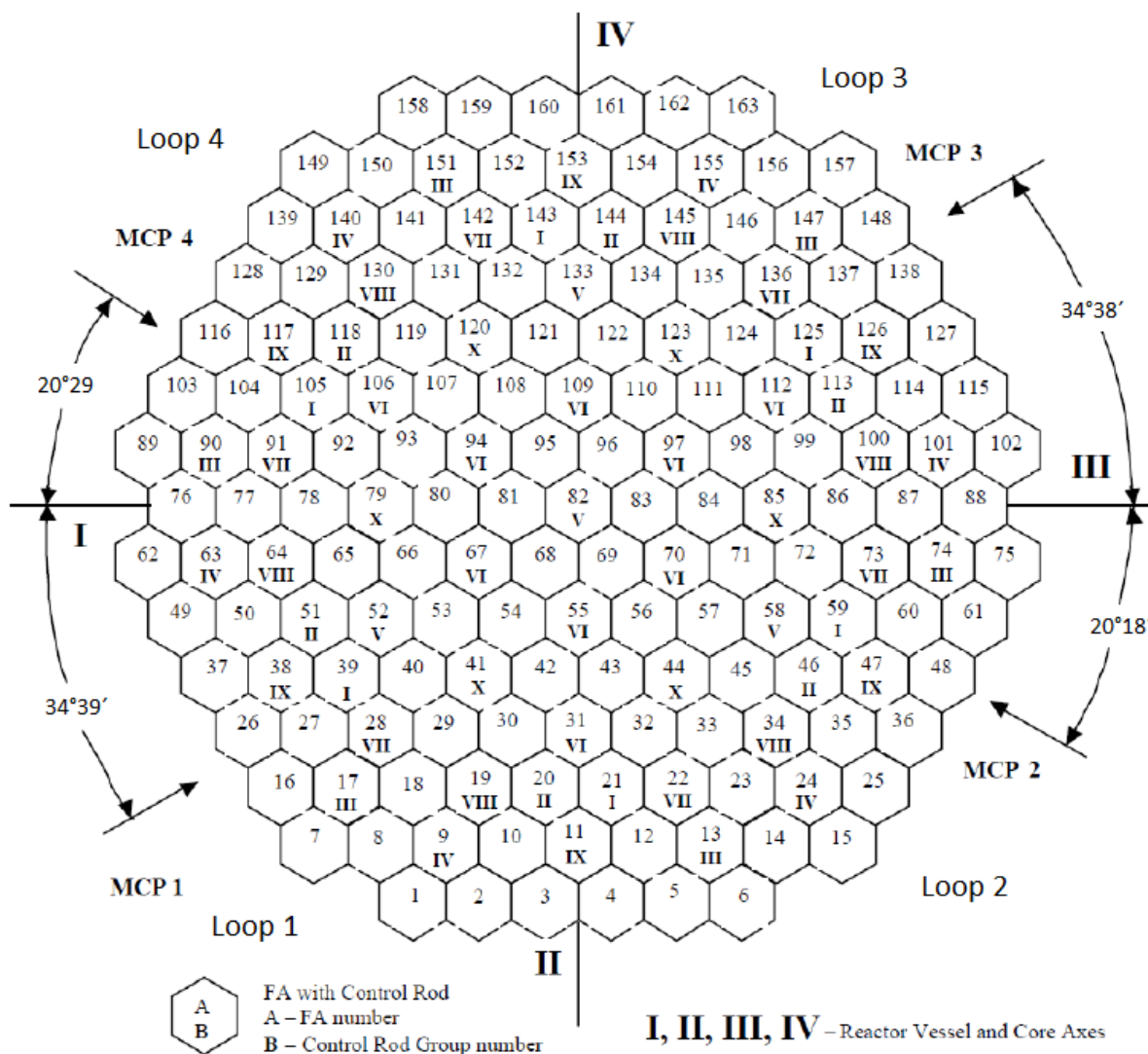
Obrázek. 1. Rozvržení jednotlivých smyček JE Kozloduj 6 [12].



Obrázek 2. Schéma reaktoru VVER 1000/V320 [13].

Legenda:

1 - Pohony regulačních tyčí, 2 - Víko tlakové nádoby reaktoru, 3 - Vývody vnitroreaktorového měření, 4 - Blok ochranných trub, 5 – Výstupní hrdlo reaktorové nádoby, 6 – Šachta reaktoru, 7 – Vstupní hrdlo reaktorové nádoby, 8 – Plášť aktivní zóny, 9 – Aktivní zóna (163 souborů), 10 – Tlaková nádoba, 11 – Konzola vedení šachty reaktoru, 12 – Blok podpěrných trub (163 podpěr), 13 – Eliptické dno šachty reaktoru



Obrázek 3. Číslování palivových souborů a smyček JE Kozloduj 6 [10].

Obr. 3. zachycuje číslování palivových souborů v aktivní zóně a číslování smyček pro jaderný blok JE Kozloduj 6. Kde arabské číslice udávají čísla palivových souborů a řecké číslice udávají číslo skupiny regulačních tyčí.

CFD program ANSYS FLUENT

Pro realizaci simulací míšení chladiva v reaktoru s užitím výpočetních modelů byl pro účely diplomové práce použit program ANSYS FLUENT 15.0, který spadá do skupiny CFD kódů. Na jeho vývoji se do roku 2006 podílela společnost Fluent Inc., po akvizici pak nově společnost ANSYS Inc. Software nabízí široké uplatnění v mnoha oblastech a disponuje širokou škálou možností pro modelování a řešení dané problematiky. Program ANSYS FLUENT je tedy schopen řešit fyzikální



modely zaměřené na modelování stlačitelného či nestlačitelného proudění, výpočty ustáleného stavu i přechodových procesů, proudění nevazkých tekutin, laminární, resp. turbulentní proudění, přenos tepla konvekcí nebo zářením, míšení chemických látek a jejich reakce, proudění newtonských a nenewtonských tekutin, přítomnost objemových zdrojů tepla, hybnosti, modely fázových přeměn, proudění skrze porézní materiály a další [7].

Nadcházející podkapitoly budou zaměřeny na použité funkce výpočetního programu a jejich charakteristiku.

3.1 Základní popis způsobu proudění

Proudění samo o sobě lze dělit podle mnoha kritérií. Z hlediska matematického popisu jsou dále pro řešení problém nejvíce důležitá stlačitelnost a režimy proudění.

3.1.1 Stlačitelnost tekutin

Z pohledu stlačitelnosti se tekutiny dělí na stlačitelné a nestlačitelné. Toto rozdělení je nutné brát jako stěžejní pro nadcházející modelování, protože u stlačitelného proudění využívá program FLUENT ke stanovení hustoty zákona ideálního plynu. Kdežto nestlačitelné proudění lze pak popsat čtyřmi způsoby:

- použitím zákona nestlačitelného ideálního plynu při dostatečně malých změnách tlaku. Tekutina je považována za nestlačitelnou, ale dochází zde k vyjádření vztahu mezi hustotou a teplotou (např. případy s přirozenou konvekcí);
- konstantní hustota je nezávislá na teplotě;
- použití Boussinesqova modelu pro přirozenou konvekci zahrnující pouze malé změny teplot;
- vhodný popis hustoty jako polynomické funkce teploty pro případy s přirozenou cirkulací.

3.1.2 Režimy proudění

U reálných (vazkých) kapalin lze definovat dva odlišné režimy proudění tj. laminární a turbulentní. Oba režimy jsou popsány Navierovými-Stokesovými rovnicemi a rovnicí kontinuity. Přechod z laminárního proudění k turbulentnímu je důsledkem ztráty stability základního laminárního řešení Navierových-Stokesových rovnic, přičemž se nelineární členy stanou mnohem větší než



viskózní. Turbulence je vlastností proudění a specifické vlastnosti pro ni představuje náhodnost, trojrozměrnost a vířivost [8].

3.2 Matematické řešení

V této podkapitole budou popsány obecné základy matematického modelu proudění skutečné kapaliny, díky kterým jsme schopni tuto problematiku dále řešit. Budou tedy popsány jednotlivé použité rovnice tj, zákon zachování hybnosti, hmotnosti a energie, které tvoří soustavu nelineárních parciálních rovnic, jež program FLUENT řeší pomocí metody konečných objemů [7], [8].

3.2.1 Základní rovnice

Rovnice kontinuity

Rovnice kontinuity vyjadřuje pro stlačitelnou i nestlačitelnou tekutinu zákon zachování hmotnosti a je definovaná jako:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = S_m \quad , \quad (3)$$

kde

S_m je zdroj hmoty přidané do spojitě fáze z dispergované druhé fáze (např. odpaření kapek), nebo uživatelsky definovaný jiný zdroj hmoty.

Zákon zachování hybnosti

Zákon zachování hybnosti pro proudění vazké stlačitelné kapaliny v inerciální souřadné soustavě vyjadřují Navierovy-Stokesovy rovnice:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{v}) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot (\bar{\bar{\tau}}) + \rho \vec{g} + \vec{F} \quad , \quad (4)$$

kde

p je statický tlak,

$\bar{\bar{\tau}}$ je tenzor viskózních napětí,

$\rho \vec{g}$ jsou gravitační objemové síly,

\vec{F} je vektor vnější objemové síly.

Tenzor viskózních napětí se určí z:

$$\tau_{ij} = \mu \left[(\nabla \vec{v} + \nabla \vec{v}^T) - \frac{2}{3} \nabla \cdot \vec{v} I \right] \quad , \quad (5)$$



kde μ vyjadřuje dynamickou viskozitu a I představuje jednotkový tenzor. Druhý člen pravé strany rovnice popisuje vliv objemové roztažnosti.

Zákon zachování energie

Rovnice energie má tvar:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \nabla \cdot (\vec{v}(\rho E + p)) = \nabla \cdot \left(\lambda_{eff} \nabla T - \sum_i h_i \vec{J}_i + (\vec{\tau}_{eff} \cdot \vec{v}) \right) + S_h, \quad (6)$$

kde

λ_{eff} znázorňuje součinitel efektivní vodivosti a je dán součtem součinitelů tepelné vodivosti λ a turbulentní tepelné vodivosti λ_t definovanou ve shodě s použitým turbulentním modelem. Další člen h_i v rovnici (6) udává měrnou entalpii složky i , člen \vec{J}_i značí difúzní tok složky i , T značí termodynamickou teplotu a S_h zastupuje vydatnost objemového zdroje tepla za jednotku času. Celková energie E se stanoví z:

$$E = h - \frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} \quad (7)$$

entalpie h je v tomto případě pro nestlačitelné kapaliny definovaná jako:

$$h = \sum_i Y_i h_i + \frac{p}{\rho} \quad (8)$$

3.2.2 Okrajové podmínky

Definování proudových a teplotních proměnných na hranicích výpočetního modelu nebo v jeho řešeném objemu je stanoveno okrajovými podmínkami. Okrajové podmínky nemusí být jen konstantní veličiny, ale mohou být parametrizovány funkcí, tabulkou atp. Specifikace okrajových podmínek má v konečném důsledku největší váhu na provedení vlastní simulace a lze je rozdělit do čtyř hlavních skupin:

- **Podmínky vstupu a výstupu** – definují stav a podmínky proudu na vstupu nebo výstupu v řešené oblasti pomocí rychlosti, tlaku, hmotnostního průtoku atd.
- **Podmínky na hranici řešené oblasti** – popisují hraniční oblast, mimo podmínky vstupu a výstupu. Patří sem podmínky na stěně, podmínky symetrie a osové symetrie nebo periodické (cyklické) podmínky.



- **Vnitřní (plošné) podmínky** – specifikují porézni překážku, funkci Interface, ventilátor, stěnu s tepelným zdrojem atd.
- **Vnitřní (objemové) podmínky** – definují vnitřní podmínky pevných látek a tekutin. Obsahují materiálové nastavení, stanovení zdrojových členů, vyjádření rotačních periodických podmínek, specifikace parametrů radiace atp. Navíc u tekutin lze mj. stanovit tzv. *porézni oblast* [9].

Podmínky vstupu a výstupu

ANSYS FLUENT poskytuje celkem 10 typů okrajových podmínek pro specifikaci proudu na vstupu a výstupu: *velocity inlet*, *pressure inlet*, *mass flow inlet*, *pressure outlet*, *pressure far field*, *outflow*, *inlet vent*, *intake fan*, *outlet vent* a *exhaust fan*. Dále budou popsány pouze typy podmínek, které byly použity v diplomové práci:

- **velocity inlet** – používá se k definování rychlosti a skalárních vlastností proudu na vstupu. Vstupní parametr rychlosti není vhodné volit v případech stlačitelného proudění z důvodu proměnné hustoty s tlakem a teplotou
- **outlet vent** – používá se k modelování výstupu s předem definovaným výstupním koeficientem a okolím, kde je stanoven statický tlak a teplota

Při řešení turbulentního proudění je důležité kvantifikovat turbulentní veličiny na vstupu z dat které máme k dispozici. Tento úkol může být občas složitý, proto nejvhodnější volbou bývá stanovení intenzity turbulence I a hydraulického průměru d_h .

Podmínky na stěně – působení drsnosti stěn

V případech, kdy drsnost stěn má výrazný vliv na charakteristiku proudění, je nutné tento vliv specifikovat. Vychází se tedy ze zákona stěny pro střední rychlost (17) a po zavedení (18) a (19) přechází do tvaru:

$$\frac{U_p \cdot C_\mu^{1/4} \cdot k^{1/2}}{\tau_w / \rho} = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln \left(E \cdot \frac{\rho \cdot C_\mu^{1/4} \cdot k^{1/2} \cdot y_p}{\mu} \right) - \Delta B \quad (9)$$

kde ΔB zastupuje konstantu závislou na typu a velikosti drsnosti.



Aby bylo možné posoudit drsnost stěn pro, které neexistuje obecně použitelná funkce např. pro tzv. písčnou strukturu, nýty, žebra a jiné typy uniformní drsnosti, využívá se bezrozměrná výška nerovností:

$$K_s^+ = \frac{\rho \cdot K_s \cdot C_\mu^{1/4} \cdot k^{1/2}}{\mu} \quad (10)$$

kde K_s zastupuje skutečnou výšku nerovností.

Z analýzy experimentálních dat vychází, že funkce drsnosti nemá pouze jednu závislost bezrozměrné výšky K_s^+ , ale pro různé stavy a režimy existují tři odlišné závislosti. Jedná se o režimy:

- hydraulicky hladká stěna – ($K_s^+ \leq 2,25$), kde vliv působení drsnosti lze zanedbat
- přechodový režim - ($2,25 \leq K_s^+ \leq 90$), zde je nutné vliv drsnosti začít brát v potaz
- hydraulicky drsný povrch stěny - ($K_s^+ > 90$), velikost konstanty ΔB výrazně ovlivňuje proudění u stěny

Podmínky porézního typu

Při řešení složitých geometrií, jako například mohou být děrované desky, síta, filtry apod., je vhodné takovéto entity nahradit porézní podmínkou. V programu ANSYS FLUENT lze vybrat ze dvou metod, a to tzv. *porézní oblast* nebo *porézní překážku (Porous Jump)*.

- **Porézní oblast** – spadá do kategorie vnitřních (objemových) podmínek a umožňuje širokou škálu použití pro úlohy předpokládající proudění skrze např. děrované desky, sypané lože či svazky trubek. Porézní oblast charakterizuje úbytek hybnosti S_i , který je přidán k rovnicím zachování hybnosti (4), který je složen ze setrvačné a viskózní složky:

$$S_i = - \left(\sum_{j=1}^3 D_{ij} \cdot \mu_l \cdot v_j + \sum_{j=1}^3 C_{ij} \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot |v| \cdot v_j \right) \quad (11)$$

přičemž μ_l vyjadřuje laminární viskozitu, index i zaujímá souřadnice (x, y, z) pro jednotlivé složky rovnice hybnosti. Člen $|v|$ definuje hodnotu absolutní hodnoty rychlosti a členy D_{ij} a C_{ij} zastupují předepsané matice.

Výše popsany úbytek hybnosti napomáhá k poklesu tlaku v porézních buňkách a vytváří tlakovou ztrátu odpovídající rychlosti proudění. Při řešení jednoduché homogenní porézní entity se rovnice (11) upraví na tvar:



$$S_i = - \left(\frac{\mu_l}{\alpha} \cdot v_i + C_2 \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot |v| \cdot v_i \right) \quad (12)$$

kde C_2 zastupuje setrvačný odporový součinitel a při simulacích s vysokými rychlostmi proudění zajišťuje korekci setrvačných ztrát. Konstantu C_2 lze také popsat jako ztrátový koeficient vztážený na jednotku délky ve směru proudění, díky čemu jsme schopni určit tlakovou ztrátu jako funkci dynamické složky. Člen α ve jmenovateli zastupuje součinitel propustnosti.

V občasných případech např. při modelování svazku trubek či děrované desky se může zanedbat člen propustnosti a počítat pouze se složkou setrvačných ztrát:

$$\Delta p = - \sum_{j=1}^3 C_{2ij} \cdot \left(\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v_j \cdot |v| \right) \quad (13)$$

- **Porézní překážka (Porous Jump)** - spadá do kategorie vnitřních (plošných) podmínek a umožňuje modelování tenkých membrán, ve kterých je známa tlaková ztráta. Jedná se de facto o jednorozměrné zjednodušení podmínky porézní oblasti. Jako příklad porézní překážky s definovanou tlakovou ztrátou si lze v praxi představit filtry, síta či otopná tělesa bez úvahy výměny tepla. Stanovení tlakové změny protékající tekutiny skrze tenkostěnnou překážku o určité tloušťce spočívá v kombinaci Darcyho zákona a přídatných setrvačných ztrát:

$$\Delta p = - \left(\frac{\mu_l}{\alpha} \cdot v + C_{2,j} \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v^2 \right) \cdot \Delta m \quad (14)$$

kde $C_{2,j}$ je součinitel tlakového skoku a určuje se stejným způsobem jako v případě *porézní oblasti*, v značí normálovou rychlost a Δm představuje skutečnou tloušťku překážky.

3.2.3 Numerická schémata

V programu ANSYS FLUENT jsou na výběr dvě numerická schémata k řešení úloh, kde první je založeno na korekci tlaku (pressure based solver) a druhé na korekci hustoty (density based solver). V obou případech se řeší integrální rovnice zachování hybnosti a hmoty případně rovnice energie a další skaláry, jako jsou turbulence nebo chemické složky.

Dále bude detailněji popsána metoda korekce tlaku, která byla v diplomové práci použita.



Korekce tlaku (pressure based solver)

Metoda využívající algoritmus, jehož podmínka je splnění rovnice kontinuity pomocí korekce tlaku, kde dochází k omezení spojitosti rychlostního pole řešením rovnice tlaku (rovnice tlakových korekcí). Přičemž rovnice tlaku je odvozena z rovnice kontinuity a řešení rovnice hybnosti je provedeno tak, aby rychlostní pole korigované tlakem dosáhlo spojitosti. Součástí použitého výpočetního programu pro metodu korekce tlaku jsou dva algoritmy: *sekvenční a sdružený algoritmus*.

- **Sekvenční algoritmus** – řeší transportní rovnice odděleně jednu od druhé. Řešené rovnice jsou navíc nelineární a sdružené, proto k získání konvergentního numerického řešení musí být cyklus proveden iteračně a jednotlivé transportní rovnice pro hledané proměnné se řeší v řadě za sebou. V okamžiku řešení konkrétní rovnice nastává její oddělení od ostatních rovnic. Postupné řešení a následné ukládání oddělených rovnic je z pohledu výpočetní paměti méně náročné oproti sdruženému, avšak rychlost konvergence je pomalá.
- **Sdružený algoritmus** – řeší základní transportní rovnice proudění jako soustavu rovnic s rovnicí pro korekci tlaku, čímž je výrazně urychlena rychlost konvergence numerického řešení za cenu vyšších požadavků na výpočetní paměť oproti sekvenčnímu algoritmu. Ostatní rovnice tj. rovnice energie, rovnice složek, turbulence a ostatní skalární rovnice jsou řešeny stejným způsobem jako u předešlého algoritmu.

3.2.4 Interpolační schémata

Obdobně jako jiné CFD kódy, tak i ANSYS FLUENT používá metodu kontrolních objemů, kde v jednotlivých geometrických středech, které jsou definovány výpočetní sítí, jsou ukládány složky rychlostí a skalárních veličin. Z důvodu výpočtového procesu je nutné znát hodnoty jednotlivých složek na hranicích kontrolních objemů. Toho je docíleno interpolací, kde pro každý kontrolní objem se integruje transportní rovnice (ve tvaru parciálních diferenciálních rovnic) na obecně nelineární algebraické rovnice, které již je výpočetní program schopen řešit numericky. Musí ovšem platit předpoklad, že závislé proměnné jsou v celém kontrolním objemu konstantní a jsou definovány hodnotou v příslušném výpočtovém uzlu.

Pro stanovení skalárních, závisle proměnných hodnot na stěnách kontrolních objemů, lze vybrat z několika základních interpolačních schémat:



- **„First-order upwind“ (Schéma prvního řádu)** – výhodné uplatnění zejména kvůli rychlé konvergenci při použití čtyřstěnné sítě a stabilitě výpočtu s ohledem na sníženou přesnost oproti schémátům vyššího řádu. Podává relativně dobré výsledky při jednorozměrném proudění v dané oblasti, je-li směr proudu orientován podle sítě buněk.
- **„Power-Law“ (Mocninné schéma)** – uplatňuje se při téměř jednorozměrném proudění v dané oblasti, kdy směr proudu je orientován rovnoběžně s výpočtovou sítí. Přesnost výpočtu odpovídá stupni mezi schématem prvního a druhého řádu.
- **„Second-order upwind“ (Schéma druhého řádu)** – je vhodné aplikovat v situacích, kdy proudění má prostorovou orientaci např. při turbulentním proudění nebo při použití výpočetní sítě složené ze čtyřstěnných buněk. Výsledná přesnost převyšuje obě předchozí schémata, ale je nutné počítat s obtížnější konvergencí. Problém s konvergencí je proto někdy řešen tak, že první část výpočtu proběhne pomocí schématu prvního řádu, kdy po ustálení reziduí se přepne na vyšší řád a simulace se takto dopočítá.
- **Schéma centrálních diferencí** – lze použít pouze pro stanovení hybnosti v případě turbulentního LES modelu. Přesnost výpočtu odpovídá schématu druhého řádu.
- **Schéma QUICK** – slouží jako možnost náhrady mocninného schématu v případech, kdy proud tekutiny je směřován k výpočetní sítí pod definovaným úhlem. Vhodné použití při čtyřhranné nebo šestistěnné výpočetní sítí a v situacích rotujícího či vířícího proudění, kde je dosaženo vyšších přesností výpočtu.
- **„MUSCL“ schéma třetího řádu** – vzniklo spojením původního MUSCL (Monotone Upstream Centred Schemes for Conservation Laws) společně se schématem centrálních diferencí a schématem prvního řádu. Oproti schématu druhého řádu disponuje díky snížené numerické difúzi vyšší prostorovou přesností u všech typů výpočetních sítí.

3.2.5 Řešení rychlostních a tlakových polí

Jak již bylo řečeno, proudění tekutin popisují Navierovy-Stokesovy pohybové rovnice a rovnice continuity. Z toho tedy plyne, že rozložením tlaku a rychlostí je definováno samotné proudění. Obě veličiny jsou vzájemně ovlivňovány, a proto jejich numerické řešení probíhá paralelně metodou vzájemně závislých rychlostních a tlakových polí. Program ANSYS FLUENT nabízí segregovaný a spojitý algoritmus jako určitý způsob řešení vzájemné závislosti.



Sekvenční algoritmy:

- **SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked)** – využívá vztahu mezi korekcemi rychlostí a tlaku k získání tlakového pole se zachováním hmoty
- **SIMPLEC (SIMPLE-Consistent)** – vylepšená metoda SIMPLE schopná rychlejší konvergence, jejíž implementace se využívá pro čisté laminární proudění
- **PISO (Pressure-Implicit with Splitting of Operators)** – spadá do skupiny SIMPLE algoritmů a je založen na vyšší úrovni aproximací mezi korekcemi tlaku a rychlostí. Vhodné použití pro simulaci časově závislého proudění, zvláště při velkém časovém kroku.
- **Metoda rozděleného kroku – FSM (Fractional-Step Method)** - rovnice hybnosti jsou odděleny od rovnice kontinuity tzv. dělicím operátorem nebo přibližným rozkladem a výsledný algoritmus je v podstatě obdobný jako PISO. Výpočetní náročnost FSM je menší, ale v některých situacích také méně stabilní.

První dvě popsané segregované metody tj. SIMPLE a SIMPLEC jsou vhodné pro ustálený stav proudění, kdežto metoda PISO a FSM se doporučuje pro přechodové stavy.

Sdružený algoritmus:

- **Coupled** – Spojitý algoritmus oproti segregovanému má robustní a účinnou jednofázovou implementaci pro stacionární proudění, díky které umožňuje vyšší výkonnost. Metoda Coupled poskytuje náhradní řešení k metodám typu SIMPLE, a to především při přechodových stavech, kdy je výpočetní síť nedostatečně jemná nebo je použit velký časový krok.

3.2.6 Relaxační faktory

Jelikož řešené diferenciální rovnice jsou nelineární, nelze tedy veškeré hodnoty proměnných získat rovnou z diferenciálních rovnic stanovené diskretizací. Hodnota obecné veličiny ϕ_i ve středu buňky po i -té iteraci závisí na hodnotě z předešlé iterace (ϕ_{i-1}), vypočtené změně $\Delta\phi_i$ během i -té iterace a relaxačním faktorem α . Pro dosažení konvergence je tedy nezbytné řídit redukci změny každé proměnné v každé iteraci pomocí relaxačních faktorů, kde platí $\alpha \leq 1$.



$$\phi_i = \phi_{i-1} + \alpha \Delta\phi_i \quad (15)$$

V případě, kdy změny reziduí pro konkrétní veličinu mezi dvěma navazujícími iteracemi jsou velké, uplatňuje se snížení relaxačního faktoru dané veličiny a tedy utlumení nelinearity. Naopak, nemění-li se během výpočtu průběh reziduálu výrazným způsobem, pak je potřeba relaxační faktor zvýšit.

3.2.7 Rezidua

Představují míru konvergence a s nimi spojená kritéria konvergence. Během započatých výpočtů probíhá monitorování jednotlivých reziduí, aby každý uživatel měl přehled nad průběhem konkrétní úlohy. Rezidua jsou vyhodnocovány pro všechny počítané veličiny v každém kroku iterace a zobrazovány dle volby uživatele, přičemž by se poměrná rezidua měli blížit k nule.

Součtem změn počítané veličiny v diferenciální rovnici pro všechny buňky v oblasti je stanoveno měřítko reziduí a k posouzení konvergence je zaveden tzv. poměrný reziduál.

3.2.8 Kritéria konvergence

Pro většinu úloh platí obecné kritérium konvergence, kdy pokles poměrných reziduí pro všechny rovnice během iterace klesne pod hodnotu 10^{-3} , vyjma zákona zachování energie, zde by měla hodnota klesnout pod hodnotu 10^{-6} při jednoduché přesnosti výpočtů. Mohou ale nastat situace, kdy se rezidua stávají zavádějící:

- V případě dobrého počátečního odhadu proudového pole, může vycházet velmi malý nenormalizovaný reziduál pro rovnici kontinuity, což vede k velkému poměrnému reziduálu pro rovnici kontinuity. Pro takové situace je lepší vyhodnocovat nenormalizovaný reziduál a dělit jej vhodným měřítkem (např. průtokem na vstupu).
- Při špatném počátečním odhadu hodnota dělitele v poměrném reziduálu nabývá vysokých hodnot a díky tomu mohou poměrná rezidua nejprve růst a poté klesat. V takových případech je přínosné vyhodnocovat konvergenci nejen z napočítané hodnoty reziduálu, ale i z jejího průběhu. Přičemž by hodnota reziduálu během posledních 50 iterací měla mít klesající průběh nebo by se měla ustálit na nízké hodnotě.

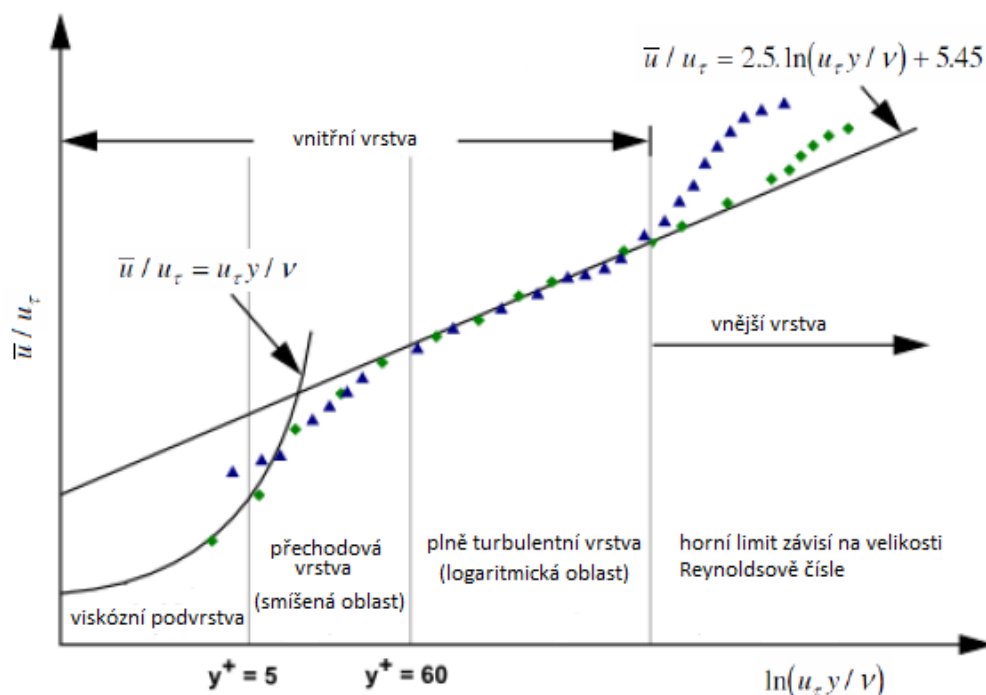


- Jsou-li některá proměnná v celé řešené oblasti blízké nule, pak poměrná rezidua nemohou klesnout pod hodnotu 10^{-3} .

Dle výše popsaných situací, nelze brát rezidua za obecně platná kritéria k posouzení konvergence, tudíž jsou vyhodnocovány ještě jiné veličiny např. průměrná rychlost na výstupu.

Modelování proudění v blízkosti stěny, stěnová funkce

Chování turbulentního proudění je ve značné míře ovlivněno přítomností stěn, čímž je ovlivněna přesnost numerického výpočtu v celé řešené oblasti. V oblastech blízko stěn dochází k rychlým změnám řešených veličin a převládají zde poměrně velké gradienty rychlosti, které mají za následek produkci kinetické energie turbulence v důsledku Reynoldsových napětí a gradientu střední rychlosti, a tedy tvoří dominantní zdroj vírů, kde se dále uplatňuje ve zvýšené míře přenos hybnosti a skalárních veličin. Turbulence je u stěny potlačena a s rostoucí vzdáleností od stěny prudce narůstá, proto je vhodné oblast u stěny tzv. mezní vrstvu rozdělit do více částí, aby bylo možné detailně pochopit a popsat danou problematiku viz obr. 4. Správné rozdělení mezní vrstvy je pro přesnost výpočtů v oblasti mezní vrstvy mnohem důležitější než samotná hodnota y^+ .



Obrázek 4. Rozložení proudění v blízkosti stěny[14].



- **Viskózní podvrstva**

Viskózní podvrstva se nachází v těsné blízkosti stěny, kde proudění je téměř laminární a molekulová viskozita má dominantní vliv na přenos hybnosti, tepla a hmotnosti. Tloušťka této podvrstvy je v řádech desetin milimetrů.

- **Přechodová vrstva**

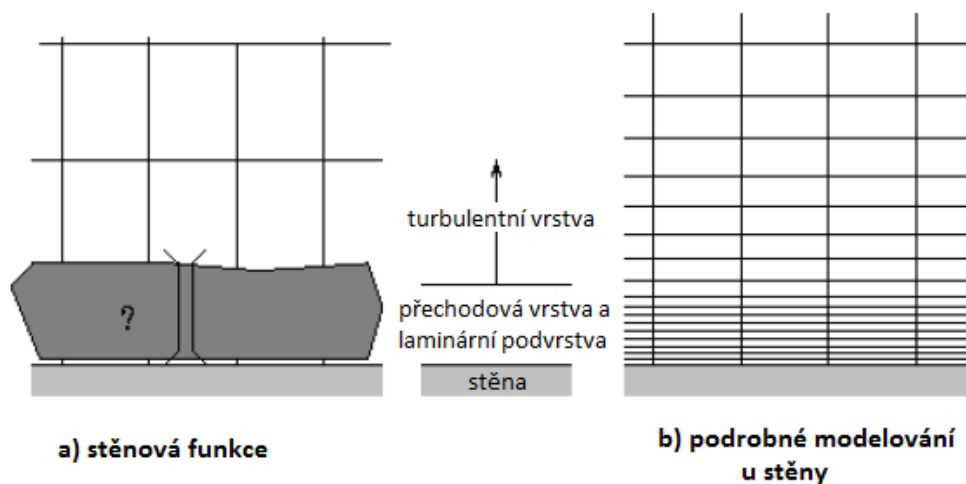
Přechodová vrstva neboli také smíšená oblast se vyskytuje mezi laminární podvrstvou a plně turbulentní vrstvou a uplatňují se i zde účinky molekulární viskozity a turbulence.

- **Plně turbulentní vrstva**

Plně turbulentní vrstva nazývaná také jako logaritmická oblast se nachází na vnější straně mezní vrstvy a hlavní úlohu zde hraje turbulence.

4.1 Základní přístupy modelování v blízkosti stěny

Při modelování proudění v blízkosti stěny existují dva základní přístupy, a to: *Stěnové funkce* („*wall function*“) a *podrobné modelování proudění u stěny* („*near-wall modeling*“), oba přístupy jsou znázorněny na obr. 5.



Obrázek 5. Základní přístupy modelování proudění v blízkosti stěny [9].



4.1.1 Stěnové funkce

Jedná se o poloempirické vztahy a funkce, pomocí kterých lze překlenout viskózní podvrstvu a přechodovou vrstvu. Stěnové funkce zahrnují logaritmické zákony stěny pro střední rychlost, teplotu či jiné skaláry a vztahy pro turbulentní veličiny v blízkosti stěny. Nejsou tedy řešeny oblasti ovlivněné molekulární viskozitou, a proto výpočetní síť u stěny může být relativně hrubší. V konečném důsledku aplikováním stěnových funkcí se ve velké míře sníží nároky na jemnost sítě především při vysokých Reynoldsových číslech, kdežto přesnost řešení pro většinu inženýrských problémů není nijak výrazně ovlivněna, pokud jsou splněny podmínky jejich použití. Aplikace stěnových funkcí má svá úskalí a nelze je vždy použít. Jedná se například o případy proudění s nízkým Reynoldsovým číslem, kdy na proudění má velký vliv stěna. S takovýmto případem se dá setkat při proudění úzkou šterbinou, proudění velmi vazkých tekutin či proudění s malou rychlostí. Další omezení představuje silný tlakový gradient vedoucí k odtržení mezní vrstvy a dominantní působení objemových sil tzn. působení odstředivé síly, proudění v blízkosti rotujícího disku nebo Archimedovy síly. Posledním stěžejním omezením je trojrozměrné proudění v blízkosti stěny, kdy může dojít k tvorbě Ekmanovy spirály nebo silně zakřivené 3D mezní vrstvy. Podobá-li se se charakter proudění výše zmíněným případům a je-li nutné tyto jevy zahrnout do simulace, pak se musí přistoupit k podrobnému modelování proudění u stěny (Near-Wall Modelling). Program FLUENT nabízí celkem pět základních *stěnových funkcí*:

- **Standartní stěnové funkce (Standard Wall Functions)** – založená na teorii Laundera a Spaldinga, kde se uplatňuje logaritmický zákon, pokud je vzdálenost $y^* > 11,255$. V případech, kdy je tato hodnota menší, uplatní se laminární vztah, avšak v případech, kdy je síť příliš jemná, přestávají platit ve viskózní podvrstvě podmínky stěnových funkcí. Proto by měl být střed první řady buněk mimo oblast přechodové vrstvy. A další vrstvy buněk by neměli mít příliš velký růstový faktor r v normálovém směru, doporučuje se rozmezí $1,1 < r < 2$. S klesající vzdáleností y^* přilehlých buněk ke stěně, narůstá chyba v řešení, proto se doporučují hodnoty $y^* > 30 \div 60$. Všechny středy buněk by tak měly být umístěny v logaritmické vrstvě, v rozmezí $y^* \in (30, 300)$. Své uplatnění naleznou standartní stěnové funkce u modelu $k-\varepsilon$ a RSM.
- **Škálovatelné stěnové funkce (Scalable Wall Functions)** – snižují závislost řešení při použití Standard Wall Functions a to díky použití „limiteru“ $\widetilde{y}^* = \max(y^*, 11,225)$, který je následně použit ve vztahu standartní stěnové funkce namísto y^* . Toto nahrazení



umožňuje dosažení reálnějších výsledků. Důležité je, aby bylo vhodně zvoleno rozlišení mezních vrstev.

- **Nerovnovážné stěnové funkce (Non-Equilibrium Wall Functions)** – uplatňují se v místech, kde nejsou splněny podmínky lokální rovnováhy např. proudění u stěny podléhající velkým tlakovým gradientům. Princip funkcí je založen na logaritmickém zákonu, který je upřesňován v závislosti na tlakovém gradientu a bilanci turbulentní kinetické energie a disipace v buňce sousedící se stěnou je počítána ve dvou vrstvách tj. v laminární i turbulentní. Využití této stěnové funkce se uplatňuje u modelů $k-\varepsilon$ a RSM.
- **Pokročilé stěnové funkce (Enhanced Wall Treatment)** – zahrnují kombinaci dvouvrstvého modelu s tzv. vylepšenými stěnovými funkcemi. V případech kdy je výpočetní síť u stěn dostatečně jemná tzn. $y^+ \approx 1$ a lze tedy řešit viskózní podvrstvu, uplatňuje se dvourovnicový model, který rozdělí řešenou oblast na část zahrnující vliv viskozity a plně turbulentní oblast. V opačných případech, kdy je síť hrubší, dochází ke zkombinování se stěnovou funkcí. Z experimentálních měření vyplynulo, že středně jemná síť tzn. $2 < y^+ < 15$ není zrovna přínosná a tedy je vhodné se takovéto síti vyvarovat, kvůli snížení přesnosti vypočtených dat. Pokročilé stěnové funkce jsou doporučovány pro všechny modely RANS s výjimkou Quadratic RSM, kde je nelze použít.
- **Uživatelsky definované stěnové funkce** – lze použít jen pro model $k-\varepsilon$ a dovolují použití zákonu stěny. Uživatelem definovaná stěnová funkce nahrazuje standartní stěnovou funkci.
- **Stěnové funkce metody velkých výrů (LES Near-Wall Treatment)** – vyžadují velmi jemnou síť, kde minimální hodnoty by měly být: $y^+ = 1$, $\Delta x^+ \approx 20$, $\Delta z^+ \approx 20$. Aby výpočetní náročnost nebyla tak vysoká lze použít stěnovou funkci *Werner-Wengel* k jejímu snížení. Poté by první buňka měla splňovat podmínku $20 < y^+ < 150$. Tato funkce je již pokročilejší a nepatří k pěti základním.



Podrobné modelování proudění u stěny (Near-Wall Modeling)

Vhodné pro simulace proudění s malým Reynoldsovým číslem, kde je cílem detailně popsat proudění u stěny včetně vazké podvrstvy. Princip spočívá v rozdělení celé oblasti na oblast, kde se projevuje vliv viskozity a na plně rozvinutou turbulentní oblast, proto je také někdy toto modelování označováno jako dvouvrstvé. Hranici mezi těmito dvěma oblastmi definuje turbulentní Reynoldsovo číslo:

$$Re_y \equiv \frac{\rho \cdot y \cdot \sqrt{k}}{\mu} \quad (16)$$

- kde y reprezentuje normálovou vzdálenost středu buňky od stěny, ve FLUENTu je y interpretováno jako vzdálenost od nejbližší stěny.
- Pro zajištění kvalitativního popisu viskózní podvrstvy je nutné umístit první řadu buněk do této podvrstvy, tzn. $y^+ < 5$ v ideálním případě, aby $y^+ = 1$. Dále se doporučuje rozdělení viskózní podvrstvy a přechodové vrstvy na minimálně deset vrstev v optimálním případě až dvacet vrstev u strukturovaných sítí. V případech nestrukturované výpočetní sítě je vhodné rozdělit oblast laminární podvrstvy ještě o něco podrobněji. Tím bude zajištěn správný popis střední rychlosti a turbulentních veličin. Tloušťka jedné vrstvy by měla být navržena tak, aby byla pokryta mezní vrstva patnácti nebo i více uzly.

4.1.2 Zákon stěny pro střední rychlost

Standartní stěnové funkce zahrnují zákon stěny, který je popsán vzorcem:

$$U^* = \frac{1}{\kappa} \ln(E \cdot y^*) \quad (17)$$

Bezrozměrné veličiny v této rovnici jsou definovány takto:

$$U^* = \frac{U_P \cdot C_\mu^{1/4} \cdot k_P^{1/2}}{\tau_w / \rho} \quad (18)$$

$$y^* = \frac{\rho \cdot C_\mu^{1/4} \cdot k_P^{1/2} \cdot y_P}{\mu} \quad (19)$$

kde κ vyjadřuje von Karmánovu konstantu ($\kappa = 0,4187$), E zastupuje empirickou konstantu ($E = 9,793$), U_P reprezentuje střední rychlost v bodě P , C_μ je konstanta ($C_\mu = 0,09$), k_P udává



turbulentní kinetickou energii v bodě P , y_p je vzdálenost bodu P od stěny a τ_w představuje smykové napětí na stěně.

Dle rozsahu platnosti logaritmického zákona (17) by měla být přizpůsobena velikost buněk na stěnách, která je udávána pomocí y^* (19) nebo y^+ :

$$y^+ = \frac{\rho \cdot u_\tau \cdot y}{\mu} \quad (20)$$

kde u_τ zastupuje třecí rychlost:

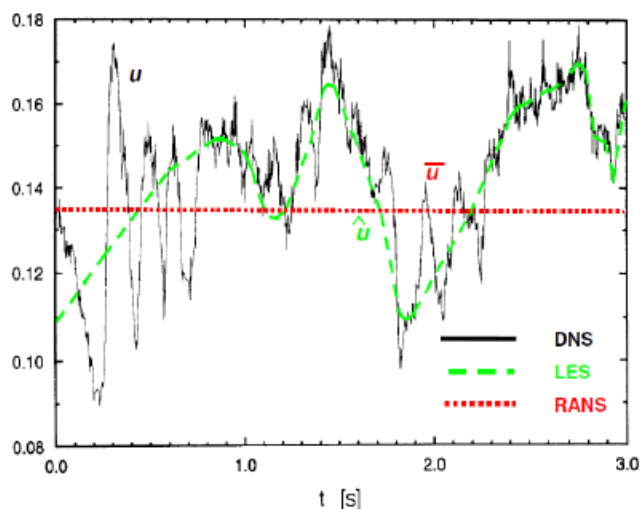
$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (21)$$

Zákon stěny pro střední rychlost a teplotu v programu FLUENT obecně využívá bezrozměrné vzdálenosti od stěny y^* namísto y^+ . V případech, kdy řada buněk přiléhajících ke stěně je umístěna v logaritmické vrstvě, hodnoty y^+ a y^* jsou podobné a mohou být při srovnávání navzájem zastoupeny.

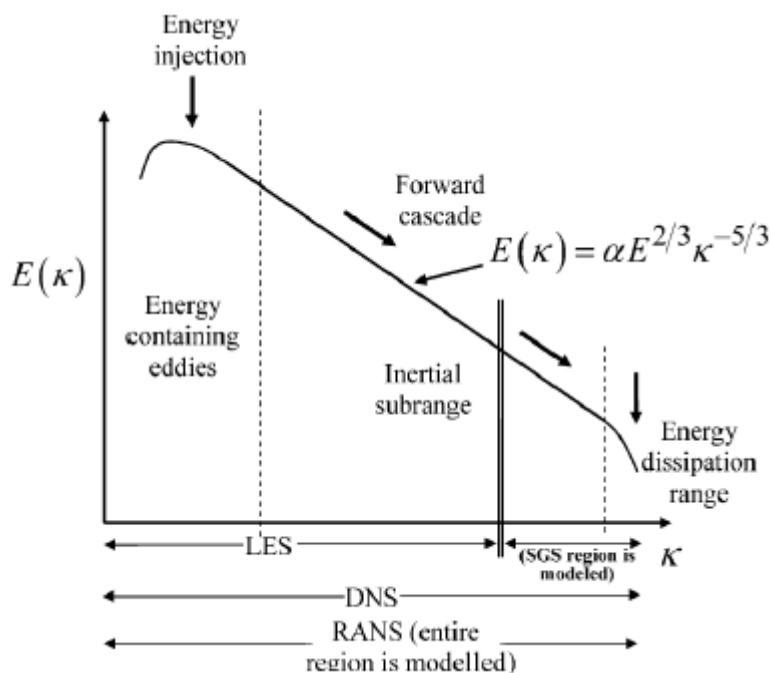
Matematické modely turbulence

Jak již bylo řečeno, turbulence je deterministicky náhodný pohyb částic tekutiny. Převážná většina energie je obsažena ve velkých vírech, ty se dále rozpadají na menší a současně dochází ke zmenšení vnitřní energie. Rozpad je zakončen disipací energie nejmenších vírů a vznikem tepla.

Přímé řešení Navierových-Stokesových rovnic a rovnice kontinuity (Direct Numerical Simulation – DNS) pomocí CFD by vyžadovalo jemnost sítě odpovídající velikosti nejmenších vírů, tím by vzrostla výpočtová náročnost především u složitějších úloh a i přes současnou úroveň výpočetní techniky by byl výpočet velmi zdlouhavý. Proto se při řešení inženýrských úloh aplikují další metody. Jednou z nich je metoda velkých vírů (Large Eddy Simulation – LES), ta filtruje malé fluktuace a řeší pouze část turbulentního spektra. Další, a zároveň nejrozšířenější je metoda časového středování (Reynolds-averaged Navier-Stokes equations – RANS), kdy veličiny turbulentního proudění jsou časově středovány podle Reynoldsovy rovnice užitím statických modelů. V takovém případě přenos hybnosti, tepla a hmoty zastupují korelace mezi fluktuujícími složkami, které se v rovnicích objeví po jejich časovém středování.



Obrázek 6. Princip metod modelování turbulence [8].



Obrázek 7. Modely RANS, LES, DES: typické energetické spektrum turbulentních vírů [9].

Modelování turbulentního proudění je ve většině inženýrských aplikací zásadní, neboť každá CFD simulace je prakticky turbulentní, a proto musí být aplikován vhodný matematický model turbulence. Neexistuje žádný univerzální model, kterým by bylo možné vyřešit jakoukoliv úlohu. Volba turbulentního modelu závisí na požadované přesnosti řešení, charakteru proudění, dostupné výpočetní technice a množství času pro simulaci. Pro použití nejvhodnějšího modelu ke konkrétnímu simulovanému případu je nutné znát možnosti a limity jednotlivých modelů, které budou v této práci popsány.



5.1 Metoda přímé numerické simulace (Direct Numerical Simulation – DNS)

Pomocí této metody lze teoreticky řešit celé spektrum velikostí turbulentních fluktuací. Nesimuluje turbulenci, a tudíž řeší Navierovu-Stokesovu rovnici s velkou přesností. Pro dosažení přesných výsledků je vyžadována velmi jemná síť, kde nejmenší buňka představuje řádově velikost nejmenších vírů tzv. Kolmogorovo mikroměřítko turbulence, $N_p \approx Re^{9/4}$ z něhož lze stanovit nutný počet uzlových bodů sítě. Z měřítka je tedy patrné, že počet uzlových bodů sítě prudce narůstá s Reynoldsovým číslem a tudíž realizovatelnost složitějších výpočtů při současné výpočetní technice je značně problematická.

5.2 Metoda velkých vírů (Large Eddy Simulation – LES)

Jedná se o nejznámější metodu za skupiny modelů SRS (Scale Resolving Simulation), která umožňuje řešit nestacionární pohyb v různém rozsahu turbulentních měřítek. Jelikož energie, hybnost, hmota a další veličiny jsou majoritně přenášeny velkými víry, tzn. prostorově a časově závislými útvary, byla vyvinuta metoda velkých vírů, kde lze strukturou sítě takovéto útvary zachytit. Závislost na poloze v proudovém poli a na čase je dána vlivem působení turbulentních struktur o velkých měřítech na kinetickou energii hlavního proudu. Z toho důvodu se modelují přímo v trojrozměrném a časově závislém tvaru tj. řešením filtrované 3D nestacionární Navierovy-Stokesovy rovnice. Turbulentní víry malých měřítek, vzniklých kaskádovitým přenosem energie od velkých vírů, jsou obecně izotropní a jejich vliv na transportní jevy představuje malý podíl. Zároveň v důsledku viskozity dochází k disipaci kinetické turbulentní energie. Malé víry jsou obecně parametrizovány tzv. subgridními modely a odstraněny aplikací filtrace turbulentního pole. Samotným řešením velkých vírů lze zkonstruovat hrubší síť a větší časový krok než u metody DNS. Na druhou stranu oproti metodám RANS musí být síť podstatně jemnější. Především velmi jemná síť u stěn je u tohoto modelu podmínkou, a to ve všech třech směrech, protože právě v těchto oblastech velké turbulence zaujímají velmi malé geometrické rozměry, což nám v důsledku dělá výpočet náročnější. Jako určitá kompenzace řešení se užívá hybridních modelů RANS/LES nebo stěnové funkce.

5.2.1 Boussinesqova hypotéza (Boussinesq approach)

Získaná subgridní turbulentní napětí filtrováním jsou neznámá a tudíž vyžadují modelování. Subgridní modely ve výpočetním programu FLUENT aplikují Boussinesqovu hypotézu o turbulentní



viskozitě, podle které jsou Reynoldsova napětí úměrná středním gradientům rychlosti, jak je tomu u vazkých napětí – Newtonův zákon.

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2\mu_t \overline{S_{ij}} \quad , \quad (22)$$

kde

μ_t je subgridní turbulentní viskozita popisující vlastnost proudění, nikoliv kapaliny,

τ_{kk} je symetrická část subgridního napětí. Není modelována, ale k filtrovanému statickému tlaku se přičítá.

$\overline{S_{ij}}$ je tenzor rychlosti deformace, který je definován vztahem:

$$\overline{S_{ij}} \equiv \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (23)$$

Konstantou úměrnosti je subgridní turbulentní viskozita μ_t :

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right) \delta_{ij} \quad , \quad (24)$$

kde

δ_{ij} je tzv. Kroneckerovo delta, pro které platí je-li $i = j$ pak $\delta_{ij} = 1$ a $i \neq j$ pak $\delta_{ij} = 0$,

k je kinetická energie turbulence.

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} = \frac{1}{2} \left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right) \quad . \quad (25)$$

Boussinesqova hypotéza je aplikována v modelech Spalart-Allmaras, k- ϵ a k- ω , její výhodou jsou nízké výpočetní nároky pro určení turbulentní viskozity μ_t . Model Spalart-Allmaras řeší jen jednu transportní rovnici, která zastupuje turbulentní viskozitu. Modely k- ϵ a k- ω řeší již dvě dodatečné transportní rovnice vztažené ke kinetické energii turbulence k a disipaci kinetické energie ϵ , popřípadě specifické disipaci energie ω , poté je turbulentní viskozita vypočtena jako funkce k a ϵ nebo k a ω .

Nevýhodou Boussinesqovy hypotézy představuje předpoklad turbulentní viskozity, který ji považuje za izotropní skalární veličinu, toto tvrzení není zcela pravdivé. Na druhou stranu dostatečně splňuje podmínku izotropní turbulentní viskozity pro proudění s jedním převažujícím turbulentním napětím.

Jako spolehlivou alternativu lze brát modelování Reynoldsových napětí pomocí modelu RSM (Reynolds Stress Models), který počítá pro každou složku tenzoru transportní rovnici, avšak jeho uplatnění je výhodnější tam, kde převládá anizotropní turbulence.



5.3 Metody časového středování (Reynolds-averaged Navie-Stokes equations – RANS)

Jedná se o pravděpodobnostně-statistické metody, které jsou v praxi nejčastěji používané, a to kvůli skvělému poměru přesnosti výpočtu a potřebného výpočetního času pro simulace složitých turbulentních proudění. Charakteristickým jevem turbulentního proudění je náhodný průběh, který je staticky stabilní a dle O. Reynoldse lze vyjádřit okamžitou lokální hodnotu libovolné veličiny popisující turbulentní proudění jako superpozici místní střední hodnoty a fluktuace.

$$\Phi = \bar{\Phi} + \Phi' , \quad (26)$$

kde

Φ' je fluktuační složka veličin,

$\bar{\Phi}$ je časově středovaná složka veličiny,

přičemž platí

$$\bar{\Phi} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \Phi(t) dt , \quad (27)$$

$$\overline{\Phi'} = 0 , \quad (28)$$

$$\overline{\frac{\partial \Phi'}{\partial x}} = 0 , \quad (29)$$

$$\overline{uv} = \overline{u} \overline{v} + \overline{u'v'} . \quad (30)$$

Přenos hybnosti, tepla a hmotnosti je poté zastoupen korelacemi mezi fluktuujícími složkami vyskytující se v rovnicích po časovém středování. Kvůli velmi malým měřítkům fluktuace se v praxi používají statické metody časového středování, čímž se úlohy stávají lépe technicky zvládnutelné. Samotná metoda řešení spočívá v simulaci všech velikostí turbulentních vírů s časově zprůměrovanými hodnotami proudění pomocí Navierových-Stokesových rovnic středovaných podle Reynoldse, kde je nutné nahradit dvojnásobné korelace fluktuací rychlosti modelem turbulence. Středovaná Navierova-Stokesova rovnice se také někdy nazývá Reynoldsova rovnice.

Dosazením středované rychlosti a tlaku rozložených dle rovnice (26) do rovnice kontinuity a Navierovy-Stokesovy rovnice obdržíme jejich středované tvary:



$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \bar{u}_i) = 0, \quad (31)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho \overline{u'_i u'_j}), \quad (32)$$

kde $(-\rho \overline{u'_i u'_j})$ představuje tenzor napětí, resp. tenzor Reynoldsových napětí, které vzniká důsledkem fluktuací rychlosti u turbulentního proudění. V případě laminárního proudění je tenzor napětí roven nule. Při zcela vyvinutém turbulentním proudění je tenzor Reynoldsových napětí s výjimkou vazké podvrstvy minimálně o dva řády větší než tenzor středního vazkého napětí viz hranatá závorka v rovnici (32), kde složky u_i , u_j a u_k představují vektory rychlosti a x_i , x_j a x_k jsou kartézské souřadnice.

Existují odlišné RANS modely, které problematiku nahrazování dvojných korelací fluktuací rychlosti zjednodušují přidáním dalších transportních rovnic. Například modely typu $k-\varepsilon$ a $k-\omega$ zavádí turbulentní viskozitu. Naopak model RSM turbulentní viskozitu nepoužívá, namísto toho jsou přímo zavedeny transportní rovnice pro šest složek Reynoldsových napětí. Výsledkem je poté stacionární proudové pole, a aby model turbulence aproximoval i největší turbulentní nestacionární vírové struktury jako funkce stacionárního pole jsou modely složitější a nedisponují takovou všestranností jako modely LES. Z důvodu neschopnosti RANS metod modelovat vývoj malých poruch v čase a prostoru, nelze jej principiálně použít pro modelaci jakéhokoliv druhu nestability. Proto nelze spolehlivě modelovat přechodové stavy ani odtržení mezní vrstvy.

Výsledky obdržené při použití RANS modelů by se měly vždy ověřit s experimentálním měřením, pokud existují. V opačném případě je stěžejní alespoň kvalitativně porovnat s výsledky dostupnými z podobných úloh.

K simulaci časově závislého proudění se využívají metody URANS (Unsteady-RANS), které předpokládají, že časové měřítko středního proudu je vícenásobně větší než měřítko turbulentní časové. Průměrný časový krok je pak vyšší než turbulentní časové měřítko, ale zároveň daleko menší, než časové měřítko středního proudu. Díky tomu lze pomocí URANS zachytit vznikající nestability např. uvolňování vírů. Na druhou stranu nelze s těmito metodami zachytit turbulentní nestability. Výpočet je řešen jako sekvence stacionárních stavů



5.3.1 RANS modely turbulentního proudění v programu FLUENT

V této části budou popsány jednotlivé RANS modely, které jsou součástí CFD programu FLUENT 15.0 a především budou detailněji popsány modely použité v diplomové práci k simulaci mísení chladiva v reaktoru.

Modely k - ε (Standard, RNG, Realizable)

Tyto dvourovnicové modely turbulence umožňují určení délkového i časového měřítka řešením dvou samostatných transportních rovnic pro k a ε a modelují Reynoldsova napětí pomocí turbulentní viskozity μ_t dle Boussinesqovy hypotézy. Rozdíl mezi modely je v principu stanovení turbulentní viskozity, v turbulentních Prandtlových číslech řídicí turbulentní difúzi k a ε a v podmínkách generace a zániku v rovnici pro disipaci energie ε .

Standard k - ε model

Tento model disponuje velkou robustností a ekonomičností výpočtu s dostatečnou přesností pro většinu typů turbulentního proudění. Jedná se o poloempirický model, kde odvozené rovnice z velké části spoléhají na úvahy a empirii. Hlavním předpokladem je plně rozvinuté turbulentní proudění a zanedbatelný efekt molekulární viskozity. Z toho pak plyne použitelnost modelu pouze při vysokých Reynoldsových číslech. Model Standard k - ε disponuje nadměrnou difúzí zejména při velkém zakřivení proudu, vzniku vírů, odtržení proudu a malých Reynoldsových číslech. Proto se postupem času vyvinuly modifikace standardního modelu, které využívají jeho výhod a eliminují nedostatky. Program FLUENT 15.0 nabízí mj. další dvě modifikace modelu RNG a Realizable.

K získání kinetické energie turbulence k a disipace kinetické energie ε se vychází z následujících transportních rovnic:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad , \quad (33)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad , \quad (34)$$

kde

G_k je generace kinetické energie turbulence k v důsledku gradientů střední rychlosti,

G_b je generace kinetické energie turbulence k v důsledku vztřahu,



Y_M je příspěvek od fluktuujících dilatací při stlačitelném turbulentním proudění k celkové disipaci
 $C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}, C_{3\varepsilon}$ představují konstanty modelu,
 $\sigma_k, \sigma_\varepsilon$ turbulentní Prandtlůva čísla pro k a ε ,
 S_k, S_ε jsou uživatelsky definované zdrojové členy.

Turbulentní viskozita je vypočtena ze vztahu:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (35)$$

kde

C_μ je konstanta modelu.

Pro základní typy turbulentního proudění byly stanoveny hodnoty konstant z experimentálních měření a jsou ve FLUENTu nastaveny jako výchozí viz tabulka 1. Výchozí hodnoty lze kdykoliv měnit dle potřeby.

Tabulka 1. **Defaultní hodnoty konstant modelu Standard k- ε .**

$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	C_μ	σ_k	σ_ε
1,44	1,92	0,09	1,0	1,3

Konstanta $C_{3\varepsilon}$ určuje míru, jak je disipace kinetické energie ε ovlivněna vztlakem, kde její hodnota se stanovuje ze vztahu:

$$C_{3\varepsilon} = \tan h \left| \frac{v}{u} \right| \quad (36)$$

kde

v je složka rychlosti proudění rovnoběžná se směrem vektoru gravitace,

u je složka rychlosti proudění kolmá na směr vektoru gravitace

Modelování přenosu hybnosti tepla a hmoty v turbulentních modelech k - ε je analogické k transportním rovnicím:

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial[u_i(\rho E + p)]}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\lambda_{eff} \frac{\partial T}{\partial x_j} + u_i(\tau_{ij})_{eff} \right] \quad (37)$$

kde $(\tau_{ij})_{eff}$ zastupuje deviační tenzor viskózních napětí.



Renormalization-group k - ε model (RNG)

Model RNG byl odvozen ze základního dvourovnicového modelu Standard k - ε užitím matematického postupu nazvaného metoda renormalizačních grup (RNG). Princip renormalizace spočívá v postupné eliminaci malých vírů a zároveň se přetransformují pohybové rovnice (Navierovy-Stokesovy rovnice) modifikací turbulentní viskozity, sil a nelineárních členů. Platí-li předpoklad, že tyto malé víry souvisí s disipací ε , pak turbulentní viskozita μ_t resp. $\nu_t = \frac{\mu_t}{\rho}$ je závislá na měřítku turbulentních vírů a renormalizační metoda modeluje viskozitu pomocí iteračního odstraňování úzkých pásem vlnových čísel.

Model RNG obsahuje oproti standardnímu několik vylepšení. V rovnici pro ε se vyskytuje člen R_ε , jenž zpřesňuje výpočet při velkých deformačních rychlostech. Zahnuje účinek vírů na turbulenci a zvyšuje tak přesnost pro vířivé proudění. Dále je obsažen analytický vzorec pro turbulentní Prandtlova čísla a analyticky odvozenou diferenciální rovnici pro efektivní viskozitu $\mu_{eff} = \mu + \mu_t$. Díky těmto vlastnostem se stává model RNG přesnější a spolehlivější pro širší rozsah typů proudění.

K získání kinetické energie turbulence k a disipace kinetické energie ε se vychází z následujících transportních rovnic:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_k \mu_{eff} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k, \quad (38)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - R_\varepsilon + S_\varepsilon, \quad (39)$$

kde

G_k je generace kinetické energie turbulence k v důsledku gradientů střední rychlosti,

G_b je generace kinetické energie turbulence k v důsledku vztlaku,

Y_M je příspěvek od fluktuujících dilatací při stlačitelném turbulentním proudění k celkové disipaci

$C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}, C_{3\varepsilon}$ představují konstanty modelu,

$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$ turbulentní Prandtlova čísla pro k a ε ,

$\alpha_k, \alpha_\varepsilon$ jsou inverzní efektivní Prandtlova čísla pro k a ε ,

S_k, S_ε jsou uživatelsky definované zdrojové členy.

$$R_\varepsilon = \frac{C_\mu \rho \eta^3 (1 - \eta/\eta_0) \varepsilon^2}{1 + \beta \eta^3} \frac{1}{k}, \quad (40)$$

kde



$$\eta \equiv S_k/\varepsilon, \eta_0 = 4,38, \beta = 0,012.$$

Pak lze transportní rovnici pro ε přepsat do tvaru:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon}^* \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon, \quad (41)$$

kde

$$C_{2\varepsilon}^* = C_{2\varepsilon} + \frac{C_\mu \eta^3 (1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta \eta^3}. \quad (42)$$

V základním nastavení FLUENTu se turbulentní viskozita vypočte ze vztahu (35), nastane-li případ, kdy je nutné zahrnout vliv nižších Reynoldsových čísel, lze nastavit použití diferenciální rovnice pro turbulentní viskozitu, která vypadá následovně:

$$d \left(\frac{\rho^2 k}{\sqrt{\varepsilon \mu}} \right) = 1,72 \frac{\hat{v}}{\sqrt{\hat{v}^3 - 1 + C_v}} d\hat{v} \quad (43)$$

kde

$$\hat{v} = \frac{\mu_{eff}}{\mu}, C_v \approx 100.$$

Pro vysoká Reynoldsova čísla pak dle rovnice (43) vychází turbulentní viskozita jako podle vztahu (35).

Tabulka 2. Defaultní hodnoty konstant modelu RNG k - ε .

$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	C_μ
1,42	1,68	0,0845

Realizable k - ε model

Jedná se o nejnovější verzi modelu z řady k - ε a dle studií vykazuje nejlepší výpočetní výkon, díky němuž je ve velké míře doporučován. Oproti modelu standard má dvě podstatné odlišnosti. Zejména formulace turbulentní viskozity a modifikace transportní rovnice pro ε vychází z exaktní rovnice pro transport střední kvadratické fluktuace vířivosti proudění. Význam slova „Realizable“ v tomto případě je chápán jako schopnost modelu plnit určité matematické překážky u Reynoldsových napětí v souladu s fyzikou turbulentního proudění. Obdobně jako model RNG, tak model Realizable vnáší významné vylepšení oproti modelu standard pro proudění s velkým zakřivením proudu, víry a rotací. Jedním z nedostatků tohoto modelu je vytváření turbulentní viskozity, jejíž vlastnosti jsou v rozporu s těmi fyzikálními. A to tehdy skládá-li se výpočetní oblast z rotační a stacionární zóny např.



v případě použití metod *Multiple reference frames* či rotační *Sliding mesh*. Takto vzniklý problém je zapříčiněn zahrnutím účinků střední rotace do definice turbulentní viskozity.

K získání kinetické energie turbulence k a disipace kinetické energie ε se vychází z následujících transportních rovnic:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho k u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k , \quad (44)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \varepsilon u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 S \varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} G_b + S_\varepsilon , \quad (45)$$

kde

G_k je generace kinetické energie turbulence k v důsledku gradientů střední rychlosti,

G_b je generace kinetické energie turbulence k v důsledku vzlaku,

Y_M je příspěvek od fluktujících dilatací při stlačitelném turbulentním proudění k celkové disipaci

$C_2, C_{1\varepsilon}$ představují konstanty modelu,

$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$ turbulentní Prandtlůva čísla pro k a ε ,

$\alpha_k, \alpha_\varepsilon$ jsou inverzní efektivní Prandtlůva čísla pro k a ε ,

S_k, S_ε jsou uživatelsky definované zdrojové členy.

a kde:

$$C_1 = \max \left[0,43; \frac{\eta}{\eta + 5} \right] , \quad (46)$$

$$\eta = S k / \varepsilon , \quad (47)$$

$$S = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}} . \quad (48)$$

Stejným způsobem jako u modelu standard k - ε se turbulentní viskozita μ_t stanoví ze vztahu (35), s tím rozdílem, že C_μ není konstanta, ale určí se ze vztahu:

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s \frac{k U^*}{\varepsilon}} , \quad (49)$$



$$U^* = \sqrt{S_{ij}S_{ij} + \widetilde{\Omega}_{ij}\widetilde{\Omega}_{ij}} \quad , \quad (50)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad , \quad (51)$$

$$\widetilde{\Omega}_{ij} = \Omega_{ij} - 2\varepsilon_{ijk}\omega_k \quad , \quad (52)$$

$$\Omega_{ij} = \overline{\Omega}_{ij} - \varepsilon_{ijk}\omega_k \quad , \quad (53)$$

kde $\overline{\Omega}_{ij}$ je střední hodnota tenzoru vířivosti zobrazeného do pohybující se vztažné soustavy s otáčkami ω_k a kde konstanty: $A_0 = 4,04$, $A_S = \sqrt{6} \cos \phi$

kde

$$\phi = \frac{1}{3} \cos^{-1}(\sqrt{6W}), \quad W = \frac{S_{ij}S_{jk}S_{ki}}{\overline{S}^3}, \quad \tilde{S} = \sqrt{S_{ij}S_{jk}}$$

člen $-2\varepsilon_{ijk}\omega_k$, vytvářející nefyzikální turbulentní viskozitu při použití metod *Multiple reference frames* nebo rotační *Sliding mesh*, není v rovnicích ve FLUENTu defaultně zapnut.

Tabulka 3. Defaultní hodnoty konstant modelu Realizable k-ε.

$C_{1\varepsilon}$	C_2	σ_k	σ_ε
1,44	1,9	1,0	1,2

Modely k-ω (Standard, SST)

Tato kategorie dvourovnicových modelů řeší dvě dodatečné diferenciální rovnice obdobně jako modely k-ε. Diferenciální rovnice pro specifickou disipaci energie ω, kterou lze také uvažovat jako ε/k disponuje několika výhodami oproti rovnici disipace ε. Hlavní z nich představuje možnost integrace bez dalších podmínek přes viskózní podvrstvu. Obecně platí, že modely k-ω lépe predikují záporný tlakový spád, mezní vrstvy a odtržení proudění. Model SST k-ω se od standardního liší postupnou změnou modelu Standard k-ω v místech, které se nachází v těsné blízkosti stěn (inner layer) na model k-ε pro vysoká Reynoldsova čísla ve vzdálenější oblasti od povrchu stěn (outer layer). Dále disponuje modifikovanou formulací turbulentní viskozity s ohledem na transportní efekt hlavních smykových napětí.



Standard k - ω model

Tento model je obměnou Wilcoxova modelu k - ω , ve kterém jsou obsaženy modifikace pro nízká Reynoldsova čísla, stlačitelnost a smykové proudění. Citlivost, při řešení hodnot k a ω ve volném proudě mimo smykové vrstvy, je u Wilcoxova modelu slabým místem, které model Standard k - ω z části odstraňuje. Model vyniká přesností v blízkosti stěn, přičemž s narůstající vzdáleností jeho přesnost klesá. Lze tak konstatovat, že jeho přesnost je inverzní oproti modelu k - ε .

Model Standard k - ω je empirický model založený na řešení transportních rovnic pro kinetickou energii turbulence k a specifickou disipaci energie $\omega \sim \varepsilon/k$.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - Y_k + S_k, \quad (54)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega - Y_\omega + S_\omega, \quad (55)$$

kde

G_k je generace kinetické energie turbulence k v důsledku gradientů střední rychlosti,

G_ω je generace specifické disipace energie ω ,

Y_k, Y_ω představují disipaci k a ω vlivem turbulence,

S_k, S_ε jsou uživatelsky definované zdrojové členy.

Γ_k, Γ_ω představují efektivní difuzivitu k a ω a jsou definovány jako:

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}, \quad (56)$$

$$\Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega}. \quad (57)$$

$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$ jsou turbulentní Prandtlůva čísla pro k a ω .

Turbulentní viskozita se vypočte ze vztahu:

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega}, \quad (58)$$

kde koeficient α^* tlumí turbulentní viskozitu podle korekce pro nízká Reynoldsova čísla. V případě vysokých Reynoldsových čísel je $\alpha^* = 1$.



Tabulka 4. Defaultní hodnoty konstant modelu Standard $k-\omega$.

α_∞^*	α_∞	α_0	β_∞^*	β_i	R_β	R_k	R_ω	ζ^*	M_{t0}	σ_k	σ_ω
1	0,52	1/9	0,09	0,072	8	6	2,95	1,5	0,25	2,0	2,0

Shear-Stress Transport (SST) $k-\omega$ model

U modelu SST $k-\omega$ je využita robustnost Wilcoxova modelu v oblastech blízko stěny a přesnost modelu $k-\varepsilon$, který lépe funguje ve volném proudění dále od stěn. Díky konvertování modelu $k-\varepsilon$ na tvar $k-\omega$ je možné dosáhnout efektivního spojení obou výhod jednotlivých modelů. Oba modely jsou použity současně, přičemž v blízkosti stěny jsou násobeny jedničkou a tím se aktivuje model $k-\omega$, v oblasti dále od stěny jsou násobeny nulou a tak dojde k aktivaci transformovaného modelu $k-\varepsilon$, což dělá model SST $k-\omega$ spolehlivější a přesnější pro více typů proudění než standardní model.

Transportní rovnice SST modelu se podobají modelu Standard a tedy:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \widetilde{G}_k - Y_k + S_k, \quad (59)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \omega u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega, \quad (60)$$

kde

\widetilde{G}_k je generace kinetické energie turbulence k v důsledku gradientů střední rychlosti vypočtené z G_k ,

D_ω představuje příčnou difuzi.

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max \left[\frac{1}{\alpha^*}, \frac{SF_2}{a_1 \omega} \right]} \quad (61)$$

Tabulka 5. Defaultní hodnoty konstant modelu SST $k-\omega$.

α_∞^*	α_∞	α_0	β_∞^*	R_β	R_k	R_ω	ζ^*	M_{t0}	$\sigma_{k,1}$	$\sigma_{\omega,1}$	$\sigma_{k,2}$	$\sigma_{\omega,2}$	a_1	$\beta_{i,1}$	$\beta_{i,2}$
1	0,52	1/9	0,09	8	6	2,95	1,5	0,25	1,176	2,0	1,0	1,168	0,31	0,075	0,0828



Reynolds Stress Model (RSM)

Jak již bylo řečeno, model RSM je založen na principu Reynoldsova středování a je popsán šesti diferenciálními rovnicemi vyjadřující jednotlivá Reynoldsova napětí. Kvůli tomu se jedná o nejkomplicovanější model z řady RANS modelů nabízených ve FLUENTu. Dále je model ještě doplněn rovnicí disipace ε a v celkovém součtu je tedy řešeno až dvanáct rovnic: rovnice kontinuity, tři středované Navierovy-Stokesovy rovnice, transportní rovnice pro turbulentní kinetickou energii k v blízkosti stěn, šest rovnic Reynoldsových napětí a rovnice disipace. Převažující počet řešených rovnic společně s nízkou schopností konvergence tvoří vysoké nároky na výpočetní techniku, nicméně i při zvládnutí těchto nároků nepřináší RSM model zvýšenou přesnost oproti jednodušším modelům založených na turbulentní viskozitě. Použití modelu se obecně nedoporučuje a mělo by být omezeno pouze na proudění s převažující rotací nebo víry. V případech komplexního proudění má tento model větší pravděpodobnost dosažení přesnějších výsledků oproti dvourovnícovým modelům, neboť nepoužívá izotropní turbulentní viskozitu. Avšak přesnost je stále omezena definovanými předpoklady modelování jednotlivých členů uzavírající transportní rovnice modelu.

Tvar exaktní transportní rovnice pro transport Reynoldsových napětí je následující:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \overline{u'_i u'_j}) + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho u_k \overline{u'_i u'_j}) = D_{T,ij} + D_{L,ij} + P_{ij} + G_{ij} + \phi_{ij} + \varepsilon_{ij} + F_{ij} + S_{user}, \quad (62)$$

kde

$$D_{T,ij} = -\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\overline{\rho u'_i u'_j u'_k} + p'(\delta_{kj} u'_i + \delta_{ik} u'_j) \right] \quad \text{je turbulentní difúze}$$

$$D_{L,ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\mu \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u'_i u'_j}) \right] \quad \text{je molekulární difúze}$$

$$P_{ij} = -\rho \left(\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right) \quad \text{je napěťový člen}$$

$$G_{ij} = -\rho \beta (g_i \overline{u'_j \theta} + g_j \overline{u'_i \theta}) \quad \text{je vztakový člen}$$

$$\phi_{ij} = p' \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) \quad \text{je tlakový člen}$$



$$\varepsilon_{ij} = -2\mu \frac{\overline{\partial u'_i \partial u'_j}}{\partial x_k} \quad \text{je disipace}$$

$$F_{ij} = -2\rho\Omega_k \left(\overline{u'_j u'_m \varepsilon_{ikm}} + \overline{u'_i u'_m \varepsilon_{jkm}} \right) \quad \text{je člen popisující rotaci systému}$$

$$S_{user} \quad \text{je uživatelsky definovaný zdrojový člen}$$

Aby byla rovnice (62) uzavřená je zapotřebí modelovat členy $D_{T,ij}, G_{ij}, \phi_{ij}, \varepsilon_{ij}$. Program FLUENT nabízí tři varianty modelování tlakového napětí ϕ_{ij} tj. Linear Pressure Strain Model známý spíše jako „Launder, Reece and Rodi“ (LRR) model, dále Quadratic Pressure Strain Model v praxi označován jako „Speziale, Sarkar a Gatski“ (SSG), který v praxi dosahuje vyšší přesnosti pro více typů proudění a poslední varianta „Stress-Omega Model“ vhodná k simulaci proudění podél zakřivených stěn a vířivé proudění.

Obecný vztah pro stanovení tlakového napětí má tvar:

$$\phi_{ij} = \phi_{ij,1} + \phi_{ij,2} + \phi_{ij,w} \quad (63)$$

kde

$\phi_{ij,1}$ jsou pomalé tlakové deformace

$\phi_{ij,2}$ jsou rychlé tlakové deformace

$\phi_{ij,w}$ jsou tlakové deformace odražené od stěny

SRS modely turbulence

Modely zahrnuté v této skupině řeší nestacionární pohyb v různém rozsahu turbulentních měřítek, a tudíž jsou všechny modely časově závislé. Spadá sem model SAS (Scale Adaptive Simulation), metoda LES, která byla rozebrána výše a DES (Detached Eddy Simulation) plus jejich transformace.

Model SAS (Scale Adaptive Simulation)

Vyniká svojí velmi malou výpočetní náročností z řady modelů SRS a byl vyvinut vylepšením modelu URANS, který umožňuje oproti konvenčním modelům URANS rozlišení turbulentního spektra při nestacionárním proudění. Princip SAS modelu spočívá na von Karmánově délkovém měřítku L_{vK} , které je zavedeno do rovnice turbulentního měřítka a díky němu lze dynamicky měnit a přizpůsobovat řešené struktury v URANS simulacích. V důsledku tohoto principu dochází k podobnému



nestacionárnímu chování jako u modelů LES v nestacionárních oblastech. Ve stacionárních oblastech, nebo v místech, kde je výpočetní síť příliš hrubá či časový krok dosti velký je použit namísto SAS modelu RANS model.

Tvar transportní rovnice modelu SAS, který vychází z modelu SST $k-\omega$ vypadá takto:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k u_i) = G_k - \rho c_\mu k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right], \quad (64)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j \omega) = & \alpha \frac{\omega}{k} G_k - \rho \beta \omega^2 + Q_{SAS} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \\ & + (1 - F_1) \frac{2\rho}{\sigma_{\omega,2}} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}. \end{aligned} \quad (65)$$

kde zdrojový člen Q_{SAS} je stanoven takto:

$$Q_{SAS} = \max \left[\rho \eta_2 \kappa S^2 \left(\frac{L}{L_{vK}} \right)^2 - C \frac{2\rho k}{\sigma_\Phi} \max \left(\frac{1}{\omega^2} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, \frac{1}{k^2} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right), 0 \right]. \quad (66)$$

Metoda Detached Eddy Simulation (DES)

Jedná se o metodu založenou na hybridním přístupu modelování turbulence, kde se využívají výhody metod RANS (URANS) a LES a současně jsou minimalizovány jejich nedostatky. Metody RANS dokáží poměrně přesně odhadnout chování proudícího média v mezní vrstvě. Na druhou stranu nedovedou zachytit nestabilní pohyby vírů. Metody LES produkují dobré výsledky, ale v mezních vrstvách s rostoucím Reynoldsovým číslem, kde dochází ke zmenšení vírů nesoucí energii, roste neúměrně výpočetní náročnost. Proto metoda DES využívá metodu LES pouze v oblastech turbulentního jádra, v nichž převládají velké nestacionární turbulentní víry a v blízkosti stěn je použit příslušný model RANS. Zvolení příslušného modelu je rozhodnuto na základě porovnání turbulentního délkového měřítka L_t a velikosti buněk sítě. V případě je-li měřítko sítě menší, dojde k přepnutí na LES mód.

$$\bar{d} = \min(L_t, C_{DES} \Delta_{max}) \quad (67)$$

I přes takovéto zjednodušení je výpočet stále velmi náročný a pro převážnou většinu praktických výpočtů se nedoporučuje. Jako vhodné užití metody DES se jeví simulace proudění okolo překážek, zejména obtékání křídla s odtrhávajícími víry. Program FLUENT nabízí tři varianty metody DES, které



vycházejí z modelů Spalart-Allmaras, Realizable $k-\varepsilon$ a SST $k-\omega$. Pro všechny případy je doporučeno použití funkce „Delayed DES“ (DDES), která zabraňuje přepnutí do LES módu v blízkosti stěny vlivem vysokého poměru stran buněk. Takovéto zploštění buněk u stěny je typické pro výpočetní sítě při používání modelů RANS.

Provedení úvodního ověřovacího výpočtu

V této části práce budou popsány jednotlivé kroky, které bylo nutné provést, před spuštěním simulace míšení chladiva s vybraným matematickým modelem. Dále kapitola zahrnuje tvorbu geometrického modelu, vytvoření výpočetní sítě a provedení ověřovacího výpočtu.

6.1 Tvorba geometrického modelu

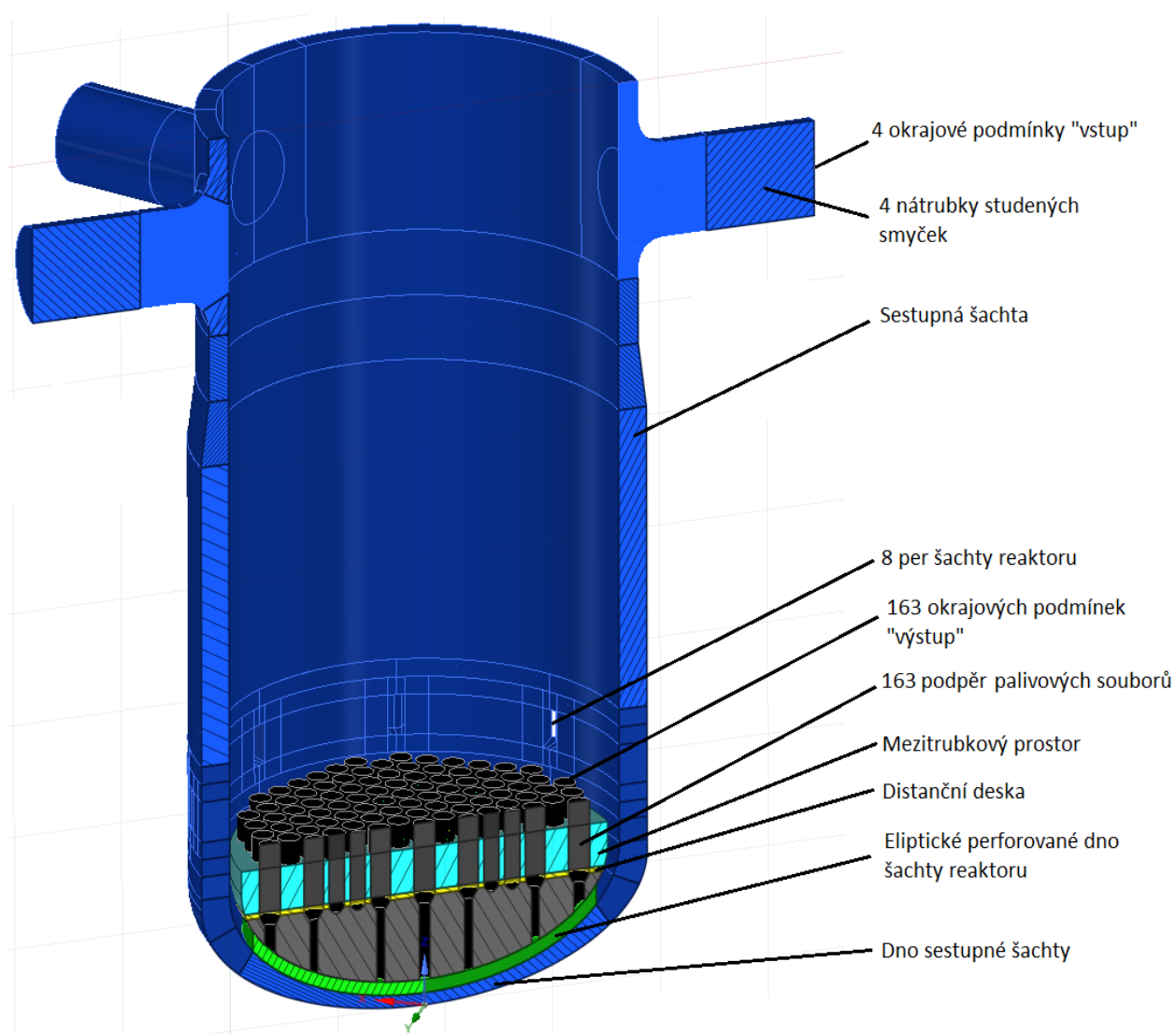
Geometrický model použitý v diplomové práci, na němž byla později vytvořena výpočetní síť, byl převzat od ÚJV Řež, a. s., který již dříve tento geometrický model použil k simulacím podobných úloh na jiné jaderné elektrárně se stejným typem reaktoru. Grafické zpracování geometrického modelu obr. 8. bylo provedeno ve 3D modelovacím programu SpaceClaim.

Kvůli komplikovanosti reálného geometrického modelu bylo nutné některé části zjednodušit a nahradit jednoduššími prvky, aby tím byly sníženy nároky na tvorbu výpočetní sítě. Tyto úpravy již byly součástí obdrženého modelu. Celkem se model skládá z 512 samostatných objemů, které dohromady tvoří 5 součástí představující základ řešené geometrie:

- **Čtyři nátrubky studených smyček** – vymodelována část potrubí studených větví v délce 1 m před vstupním hrdlem reaktorové nádoby.
- **Sestupná šachta** – zahrnuje geometrii osmi per pro zajištění šachty reaktoru proti pootočení a vibracím.
- **Eliptické děrované dno šachty reaktoru** – v reálném provedení je na dně šachty 163 zahloubených otvorů s maticemi pro upevnění palivových podpěr pomocí dříku se závitem a 1344 otvorů o průměru 40 mm, skrze které vstupuje chladivo do mezitrubkového prostoru. Pro zjednodušení tvorby sítě a výpočtové náročnosti byly otvory nahrazeny porézní oblastí. Vlastnosti porézní oblasti budou popsány v kapitole 6.3.4.



- **Mezitrubkový prostor** – průtočný prostor mezi dnem šachty reaktoru, distanční deskou a podpěrami palivových souborů
- **Podpěry palivových souborů** – vymodelovány jako válcová část s kuželovým přechodem do válcového dřívku, který je zahlouben ve dně šachty. Vytvořený geometrický model nezahrnuje 490 obdélníkových otvorů se šířkou 3 mm na válcovém povrchu pro vstup chladiva do palivových souborů jako je tomu ve skutečnosti.



Obrázek 8. Vertikální řez geometrickým modelem.

Protože geometrický model obr. 8. je tvořen vzájemně nezávislými objemy, došlo k vyšrafování ploch v rovině řezu odlišným způsobem. Správně by tedy měly šrafy ploch zbarvené stejnou barvou na sebe navazovat.



6.2 Tvorba výpočetní sítě

Výpočetní síť převzatá společně s geometrickým modelem byla původně složená ze čtyřstěnných buněk, její parametry lze spatřit v tabulce 6. Kvůli velkému počtu buněk ve výpočtové síti bylo nutné tento počet redukovat a to tím způsobem, že čtyřstěnná síť byla transformována na síť tvořenou mnohostěny. Celý tento proces byl proveden v programu Fluent 15.0 pomocí funkce *Convert domain*. Výsledné parametry mnohostěnné výpočtové sítě jsou zobrazeny v tabulce 7.

Tabulka 6. Parametry původní čtyřstěnné sítě.

Počet buněk	Počet stěn	Počet uzlů	Minimální ortogonální kvalita	Aspect ratio
11 257 566	26 130 957	4 274 134	2,75575e-01	1,94041e+02

Tabulka 7. Parametry výsledné mnohostěnné sítě.

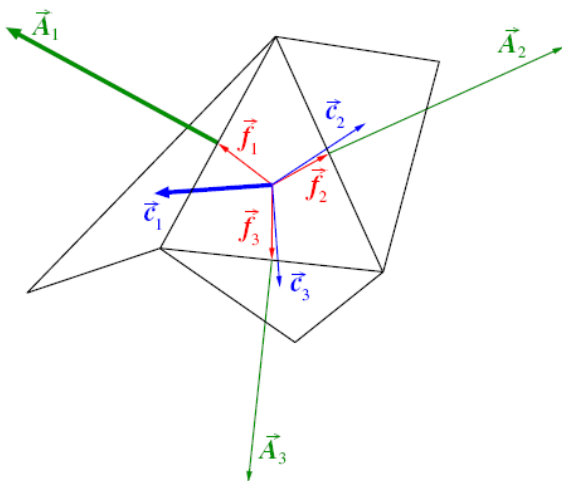
Počet buněk	Počet stěn	Počet uzlů	Minimální ortogonální kvalita	Aspect ratio
4 956 960	21 806 470	12 866 672	1,75811e-01	1,7549e+02

Ortogonální kvalita buněk

Stanovuje se pomocí normálového vektoru stěny \vec{A}_l , vektorů vycházejících z těžiště buňky do těžiště okolních buněk \vec{c}_l a vektoru vycházejícího z těžiště buňky k plochám buňky \vec{f}_l viz obr. 9. Rozsah hodnot ortogonální kvality je v rozmezí 0 až 1, přičemž hodnota blízká nule udává nejnižší kvalitu buňky. Ortogonální kvalita je poté určena rovnicemi (68) a (69) jako minimální hodnota.

$$\frac{\vec{A}_l \cdot \vec{f}_l}{|\vec{A}_l| |\vec{f}_l|} \quad (68)$$

$$\frac{\vec{A}_l \cdot \vec{f}_l}{|\vec{A}_l| |\vec{f}_l|} \quad (69)$$

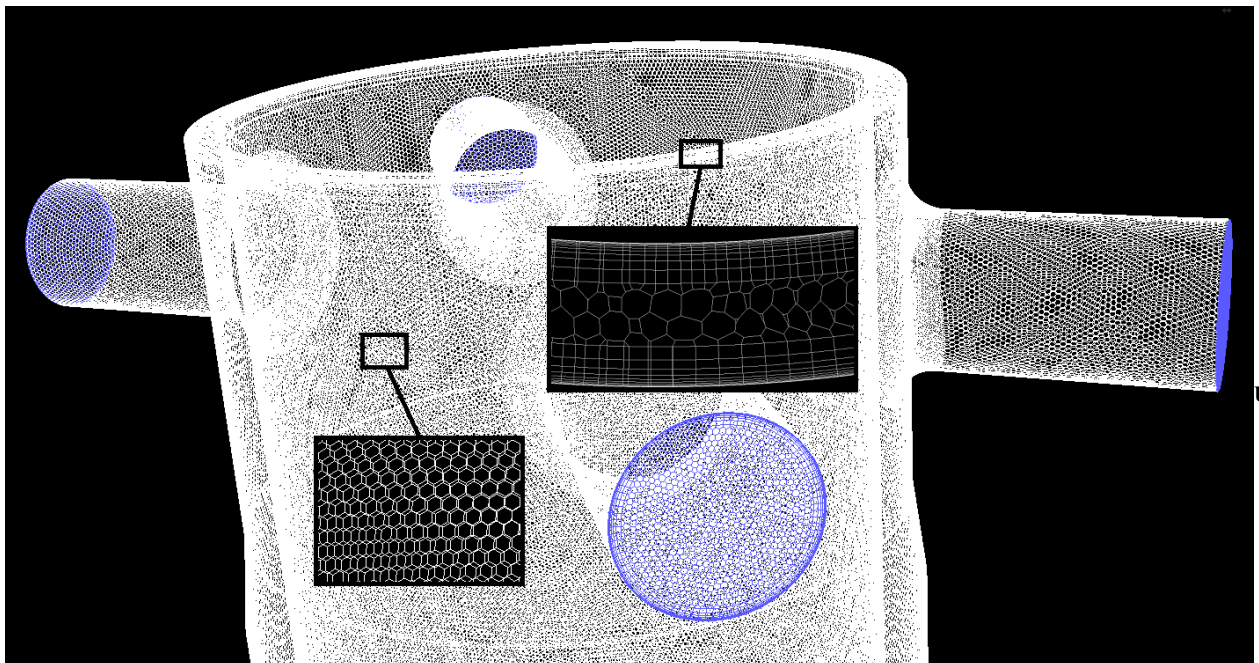


Obrázek 9. Použité vektory k výpočtu ortogonální kvality buňky.



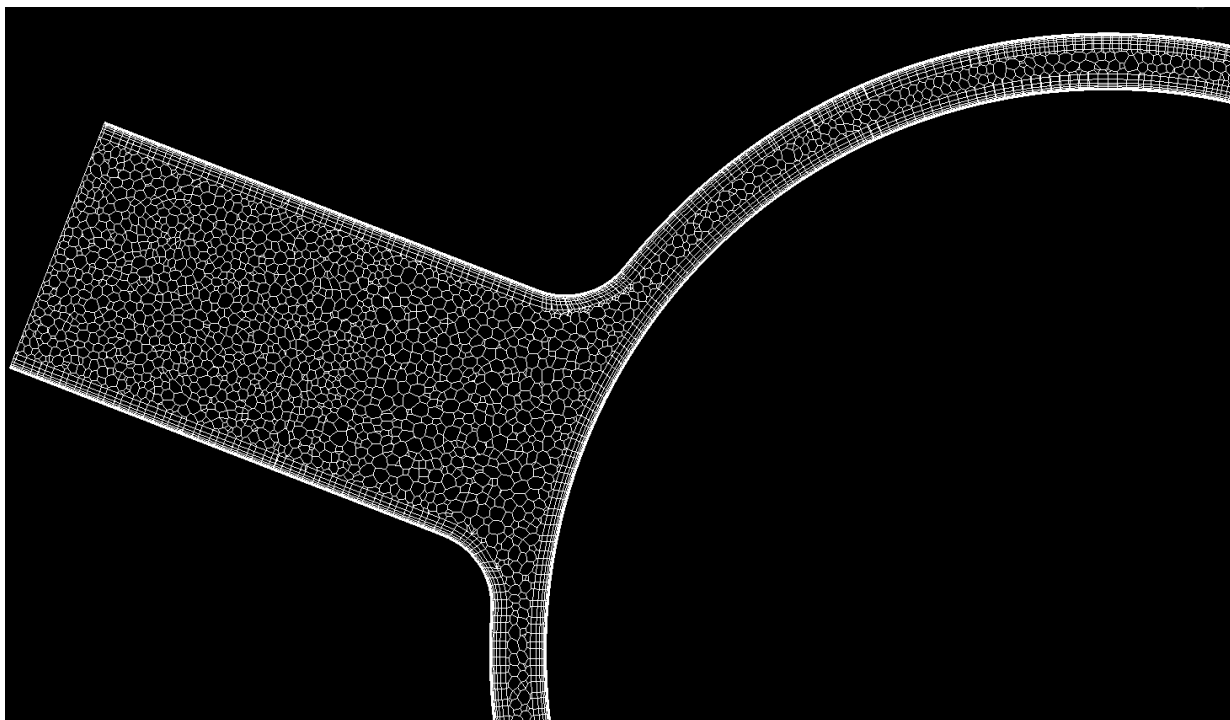
Poměr stran (Aspect Ratio)

Jedná se o míru protažení buňky, které se stanoví jako poměr maximální a minimální hodnoty z následujících vzdáleností: normálová vzdálenost mezi těžištěm buňky a těžištěm ploch nebo vzdálenost mezi těžištěm a uzly buňky.

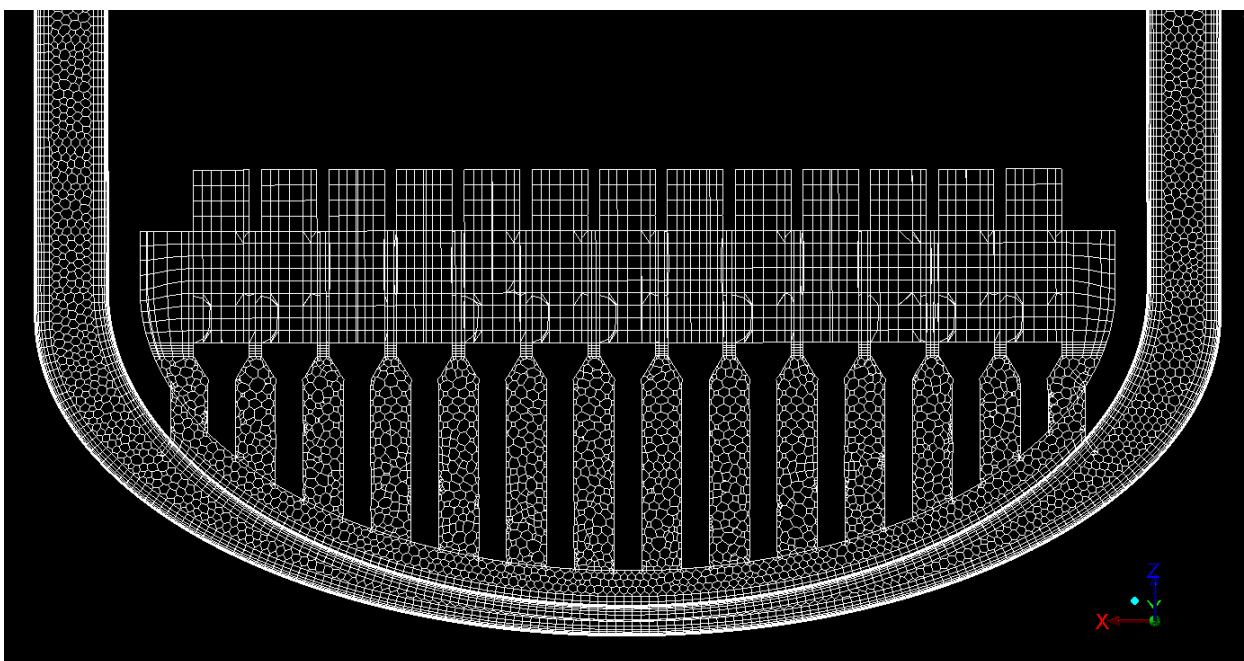


Obrázek 10. Detail povrchové výpočetní sítě na vnější stěně sestupné šachty.

Na obr. 10. je zobrazena polyhedrální výpočetní síť horní části vnějšího pláště sestupné šachty reaktoru s dvěma detaily. Z nichž jeden zachycuje detail buněk na stěně a druhý prostorovou síť s mezní vrstvou v radiálním řezu sestupné šachty. Modře zbarvená síť znázorňuje vstup, na němž lze také spatřit rostoucí mezní vrstvu u stěny nátrubku. Pokračování této mezní vrstvy je znázorněno na obr. 11.



Obrázek 11. Detail prostorové výpočetní sítě v radiálním řezu sestupné šachty, $z = 7,003$ m.



Obrázek 12. Detail prostorové výpočetní sítě spodní části reaktoru.



6.3 Provedení úvodního výpočtu

Cílem práce je stanovit nejvhodnější výpočetní model pro středně hrubou výpočetní síť, přičemž výsledná data charakterizují 3 sekundy reálného provozu reaktoru. Byly použity čtyři modely turbulentního proudění tj. *Realizable k-ε*, *SST k-ω*, *SAS* a *RSM linear* (LRR). Původně se uvažovalo o aplikaci modelu *RSM quadratic* (SGG), z důvodu divergence výpočtů na dané polyhedrální síti byl alternativně zvolen model *RSM linear* (LRR).

Výpočet pomocí modelu *Realizable k-ε* byl proveden jako stacionární, kdežto ostatní modely zahrnují již časovou závislost. K úvodní ověřovací simulaci byl z výše uvedených modelů zvolen model SAS, protože oproti ostatním vykazuje přesnější výsledky, malou výpočetní náročnost a stabilitu. U všech modelů byl použit výpočet s dvojitou přesností.

6.3.1 Fyzikální vlastnosti chladiva

Použitým chladivem je demineralizovaná voda s koncentrací kyseliny borité 7,2 g/kg, jejíž fyzikální vlastnosti jsou znázorněny v tabulce 8. a vztahují se k tlaku 15,7 MPa. Parametry chladiva jsou zadány pomocí funkce *piecewise-linear*, definované v 16-ti stavech.

Tabulka 8. Fyzikální vlastnosti chladiva.

	T (K)	ρ (kg.m ⁻³)	Cp (J.kg ⁻¹ .K ⁻¹)	λ (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	μ (kg.m ⁻¹ .s ⁻¹)
1	278.1499939	1007.5	4142.799805	0.578599989	0.0014944
2	293.1499939	1005.200012	4138.100098	0.605599999	0.0009957
3	313.1499939	998.9500122	4142.799805	0.637700021	0.0006545
4	333.1499939	989.8989868	4151.799805	0.661800027	0.0004699
5	353.1499939	978.6489868	4164	0.677900016	0.0003585
6	373.1499939	965.5159912	4181.299805	0.687600017	0.0002859
7	393.1499939	950.6810303	4205.799805	0.692300022	0.0002361
8	413.1499939	874.9920044	4239.600098	0.693099976	0.0002004
9	433.1499939	916.1799927	4284.799805	0.690500021	0.00017397
10	453.1499939	896.4760132	4343.899902	0.684700012	0.0001537
11	473.1499939	874.9920044	4420.5	0.675400019	0.0001378
12	493.1499939	851.5100098	4519.600098	0.662599981	0.0001249
13	513.1500244	825.690979	4649.600098	0.645699978	0.0001141
14	533.1500244	797.0020142	4824.700195	0.624100029	0.0001048
15	553.1500244	764.5800171	5072.200195	0.596800029	9.64E-05
16	573.1500244	726.8950195	5450.899902	0.562900007	8.86E-05



6.3.2 Vstupní a výstupní okrajové podmínky

Dané hodnoty teplot a rychlostí na vstupu do reaktoru v tabulce 9. definují vstupní okrajové podmínky *velocity inlet*, popsané v podkapitole 3.2.2. a pro řešení vstupních turbulentních veličin je použito stanovení intenzity turbulence, která je v tomto případě 3 % a hydraulický průměr 850 mm.

Tabulka 9. Parametry na vstupních hrdlech do reaktoru.

Smyčka n°	Q_v (m ³ /s)	v (m/s)	T (K)
1	6.07778	10.71069	555.35
2	6.09944	10.69599	543.05
3	6.07778	10.71069	542.15
4	6.18056	10.89181	542.35

Výstupy z palivových podpěr jsou definovány jako *outlet-vent* viz podkapitola 3.2.2., kde výstupní koeficient činní 0,1 m⁻¹ a horní hranice výstupní teploty je stanovena na 550 K [11].

6.3.3 Okrajové podmínky částí reaktoru

Podpěry palivových souborů

Oblast na válcových stěnách v horní části palivových podpěr, kde dochází k vtékání chladiva skrze obdélníkové otvory je definovaná jako *Porous Jump*. Propustná plocha tvořená těmito otvory zaujímá 10 m² a tloušťka porézního média činní 12 mm. Koeficient tlakové ztráty C_2 stanovený výrobcem je roven 3853,3.

Stěny reaktoru

Během výpočtů je počítáno se smykovým napětím vznikajícím při proudění chladiva na vnějším povrchu stěn, které jsou opatřeny austenitickými nerezavějícími návary.

6.3.4 Parametry porézní oblasti

Perforované eliptické dno šachty reaktoru nahrazené porézní oblastí umožňuje lépe popsat usměrnění proudu do normálového směru a zlepšit průběh konvergence. Na druhou stranu nerespektuje urychlení média proudícího skrze otvory vlivem zmenšení průtočného průřezu a zanedbává vznik turbulence při průtoku proudu skrze otvory, což v konečném důsledku vede ke zkreslení výsledků. Proto se porézní oblast použila pouze tam, kde má být zachována jen skutečná tlaková ztráta. Aby výsledky byly ovlivněny co nejméně, byla stanovena poréznost této oblasti a inerciální odpor pro tři směry proudění z dříve naměřených dat, které představují přesnou charakteristiku porézní oblasti odpovídající



perforovanému dnu. Kde hodnota poréznosti činí 0.212 a inerciální odpor ve směru $x = 10000$; $y = 143,6$; $z = 10000$, který je možný brát také jako ztrátový koeficient na jednotku délky.

6.3.5 Volba výpočetních schémat

Výpočetní numerické schéma uplatňující *metodu korekce tlaku* (pressure based solver) bylo zvoleno z důvodu vyšší přesnosti oproti *metodě korekce hustoty*, která byla především vyvíjena pro stlačitelné tekutiny s velkými rychlostmi. Dále byl v *metodě korekce tlaku* zvolen přístup pomocí *sekvenčního algoritmu*, který oproti *sdrúženému algoritmu* pomaleji konverguje, na druhou stranu není vyžadována taková kapacita alokované paměti, což se při řešení úlohy ukázalo jako stěžejní. Jako metoda pro řešení na sobě závislých rychlostních a tlakových polí byl tedy vybrán sekvenční algoritmus SIMPLEC. Pro diskretizaci je vybráno doporučené interpolační schéma „Upwind“ *druhého řádu* a to především kvůli dosahovaným numerickým přesnostem. U tlaku bylo zvoleno interpolační schéma „PRESTO!“ a pro gradient „Least squares Cell Based“. Formulace přechodových stavů je definována pomocí „Bounded Second Order Implicit“.

6.3.6 Volba podrelaxačních faktorů

Hodnoty relaxačních faktorů použité při úvodním výpočtu pomocí numerického modelu SAS, jsou definovány, viz tabulka 10. a shodují se i pro ostatní použité numerické modely. Pro zajištění stability výpočtu a dosažení konvergence byl snížen faktor tlaku a hybnosti oproti defaultnímu nastavení, aby došlo k utlumení nelinearity.

Tabulka 10. Aplikované podrelaxační faktory pro numerický model SAS [-].

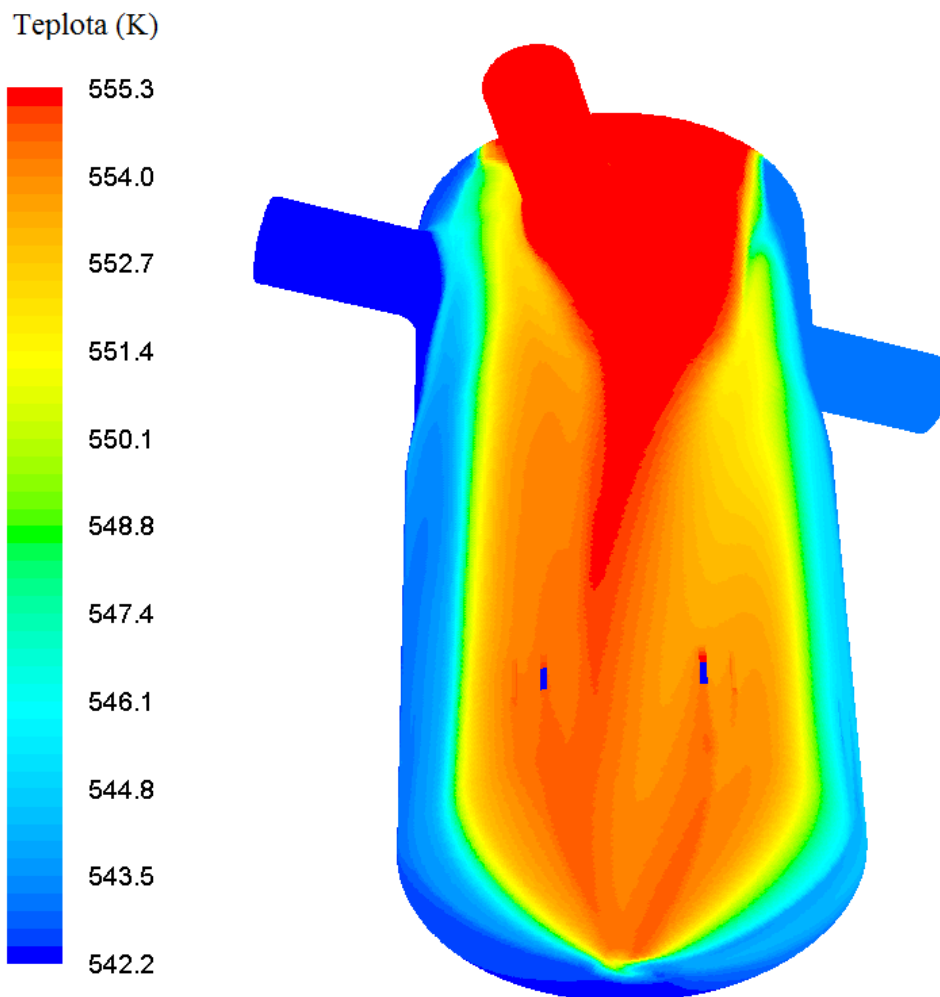
Tlak	Hustota	Objemové síly	Hybnost	Kin.energie turb.	Disipace	Turb. viskozita	Energie
0,2	1	1	0,5	0,8	0,8	1	1

6.3.7 Realizace výpočtu

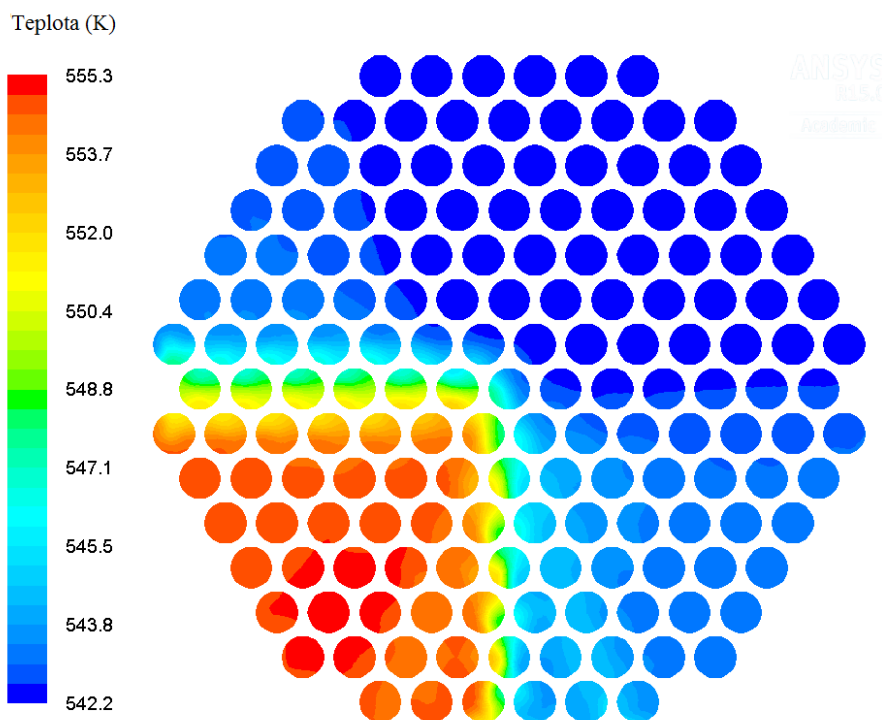
Veškeré provedené výpočty byly provedeny na výpočetním serveru SGI C1001-RP6, který disponuje dvěma 8-jádrovými procesory Intel Xeon E5-2660 s frekvencí jádra 2,2 – 3 GHz a operační pamětí 64 GB.



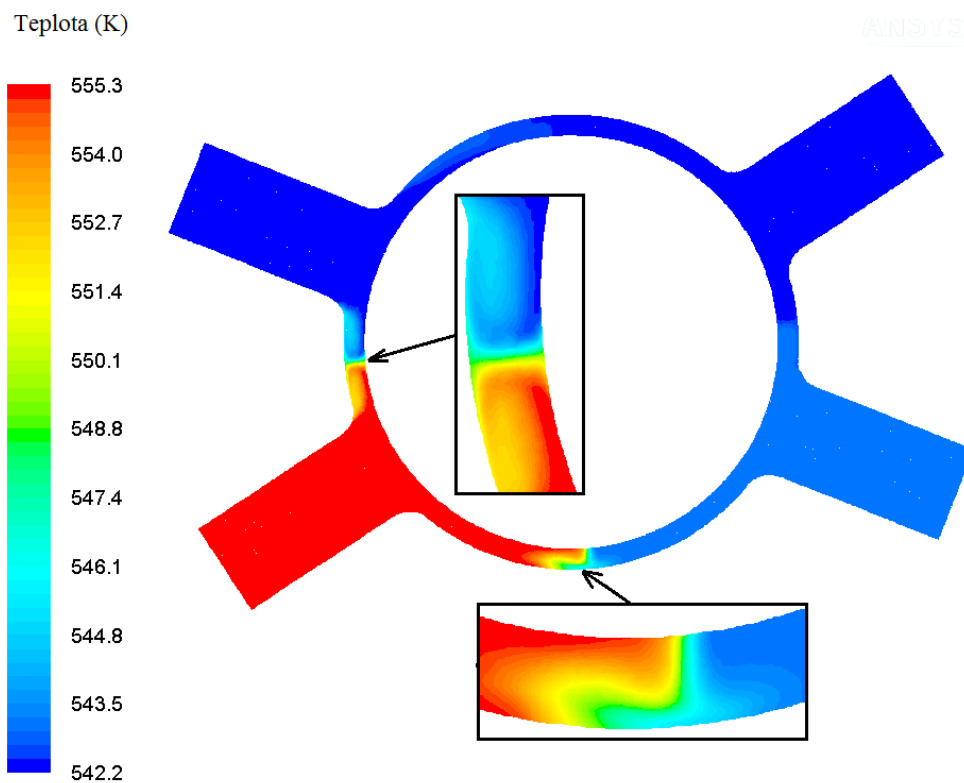
Úvodní výpočet byl nejprve proveden pro 3000 časových kroků bez časového středování s velikostí jednoho časového kroku 10^{-3} sec. Poté bylo se stejnými parametry provedeno 2000 časových kroků s časovým středováním.



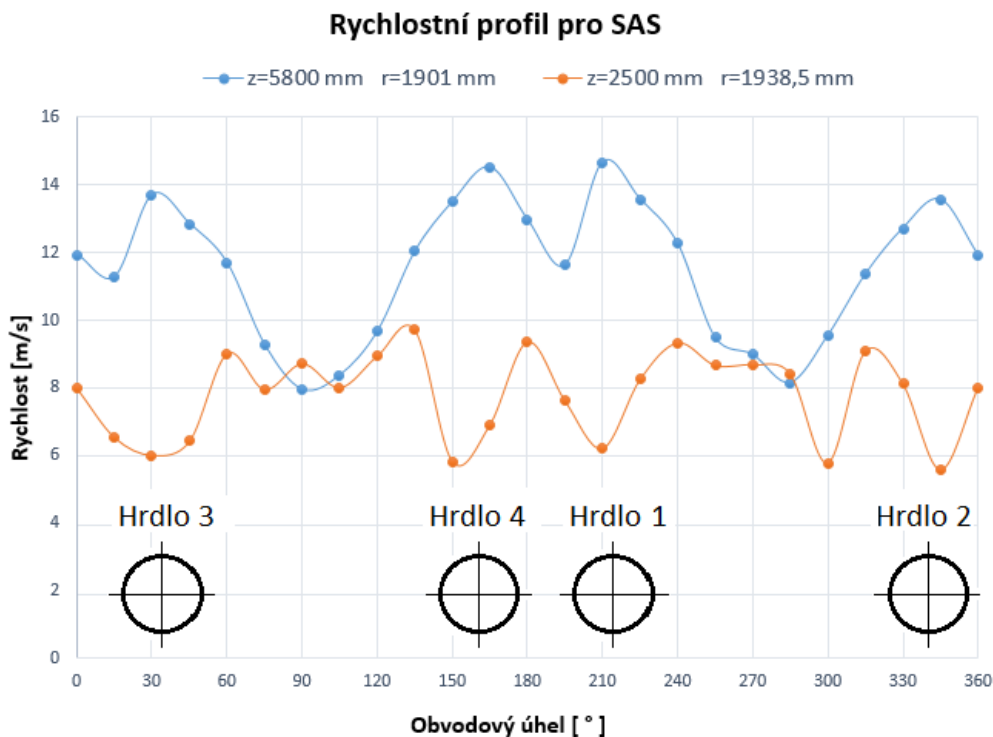
Obrázek 13. Rozložení teploty chladiva na vnější stěně sestupné šachty, s časovým středováním, (model turbulence SAS).



Obrázek 14. Rozložení teploty chladiva na výstupu z palivových podpěr, s časovým středováním, (model turbulence SAS).



Obrázek 15. Rozložení teploty chladiva v oblasti vstupních hrdel, s časovým středováním, $z = 7,003$ m (model turbulence SAS).

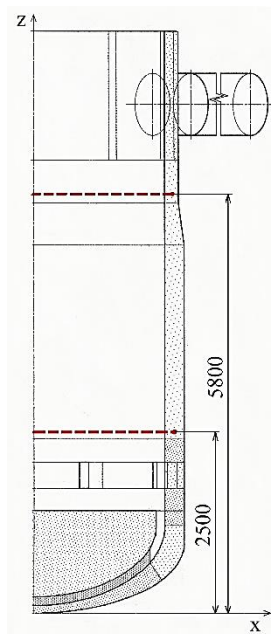


Obrázek 16. Rychlost proudění chladiva v sestupné šachtě reaktoru, s časovým středováním, (model turbulence SAS).

Z obr. 16. je patrná nesouměrnost rychlostních profilů po obvodu sestupné šachty. Ta je způsobena nesymetrickými vstupními okrajovými podmínkami, zejména rozdílnými vstupními rychlostmi chladiva pro každou smyčku viz tabulka 9. a teplotou chladiva, která ovlivňuje jeho hustotu. Dalším faktorem ovlivňující symetrii rychlostních profilů je nesymetrické umístění vstupních hrdel. Rozdíly mezi skutečnými a koncepčními úhly jsou zobrazeny na obr. 1.

Měření rychlosti chladiva v sestupné šachtě bylo provedeno pomocí vložené kružnice ve výšce 5800 mm a 2500 mm jak je znázorněno na obr. 17. Výsledkem pak jsou rychlostní profily pro každý výpočetní model.

Obrázek 17. Poloha měření rychlostí v sestupné šachtě.



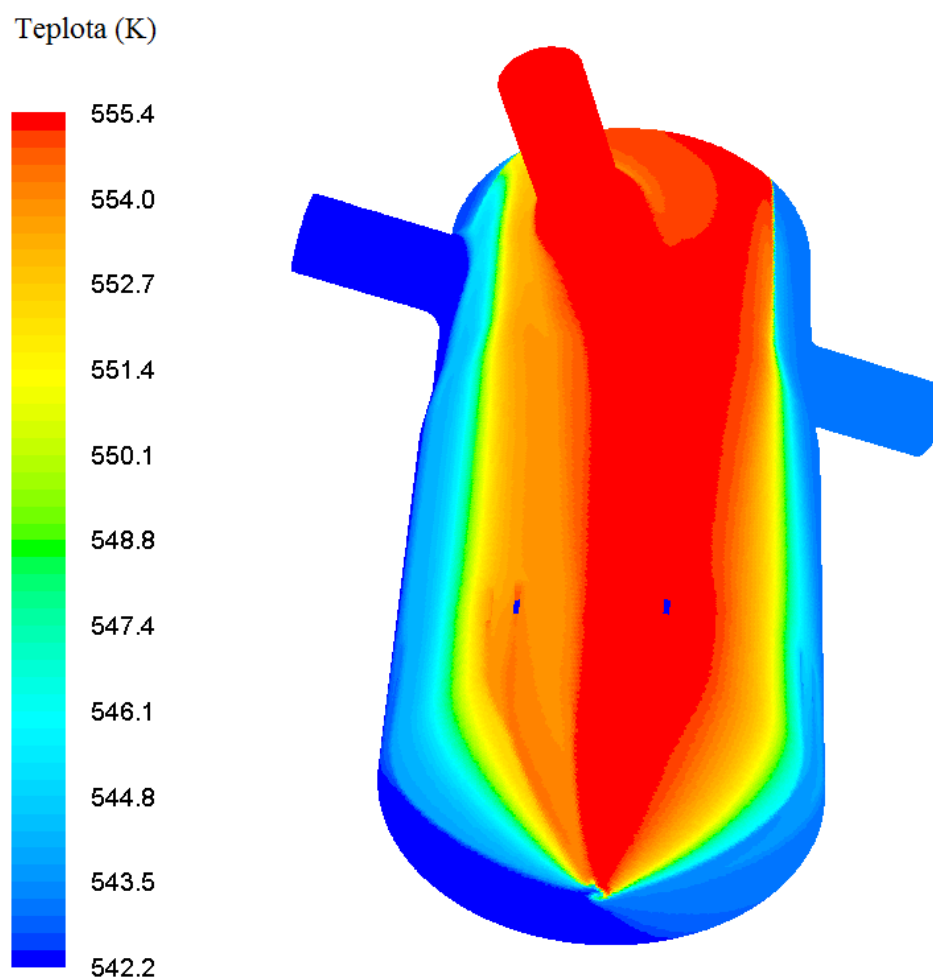


Realizace návazných simulací s modifikovanými modely

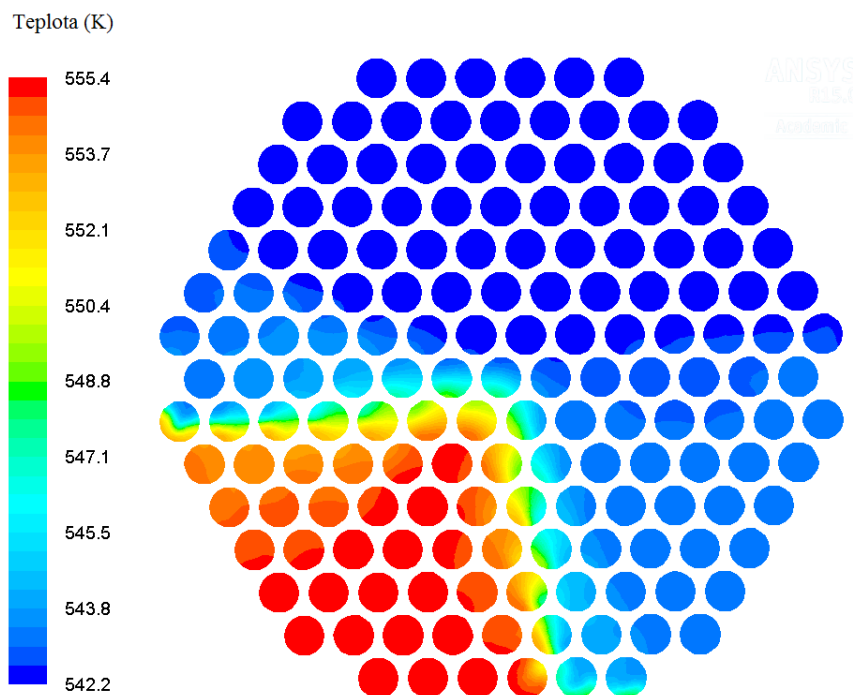
Po provedení úvodního ověřovacího výpočtu a získání výstupních dat byly realizovány simulace s modifikovanými modely. Výsledná data se porovnávala mezi sebou a se skutečnými naměřenými daty z JE Kozloduj 6.

Veškeré parametry okrajových podmínek jednotlivých částí reaktoru, vstupních a výstupních okrajových podmínek výpočetní sítě a typy výpočetních schémat byly zachovány jako u modelu SAS, které jsou výše popsány, viz podkapitola 6.3.

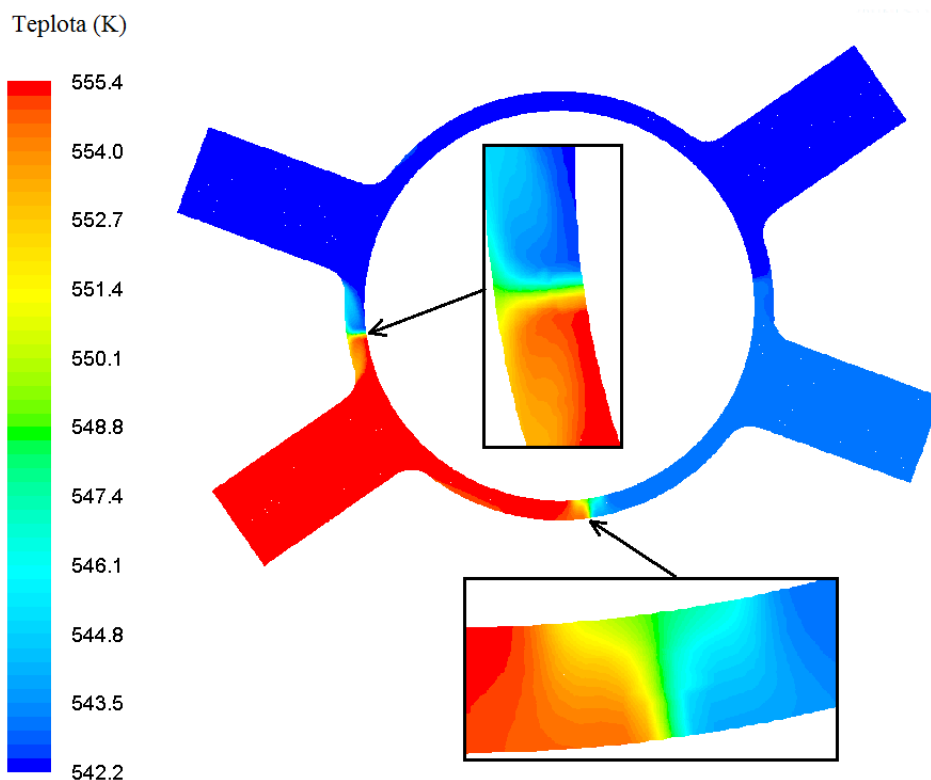
7.1.1 Model Realizable k- ϵ



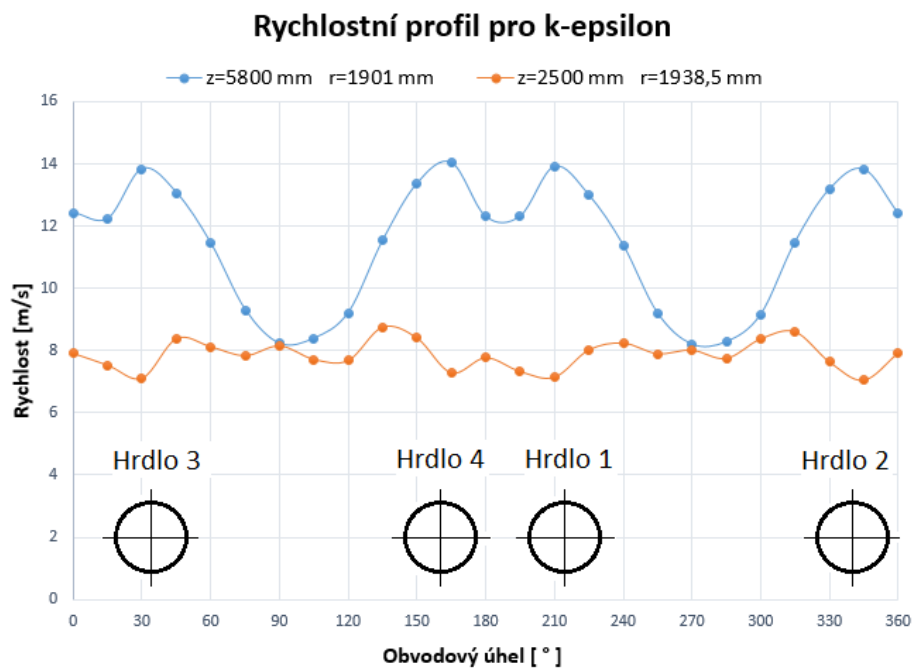
Obrázek 18. Rozložení teploty chladiva na vnější stěně sestupné šachty, (Realizable k- ϵ).



Obrázek 19. Rozložení teploty chladiva na výstupu z palivových podpěr, (Realizable k- ϵ).

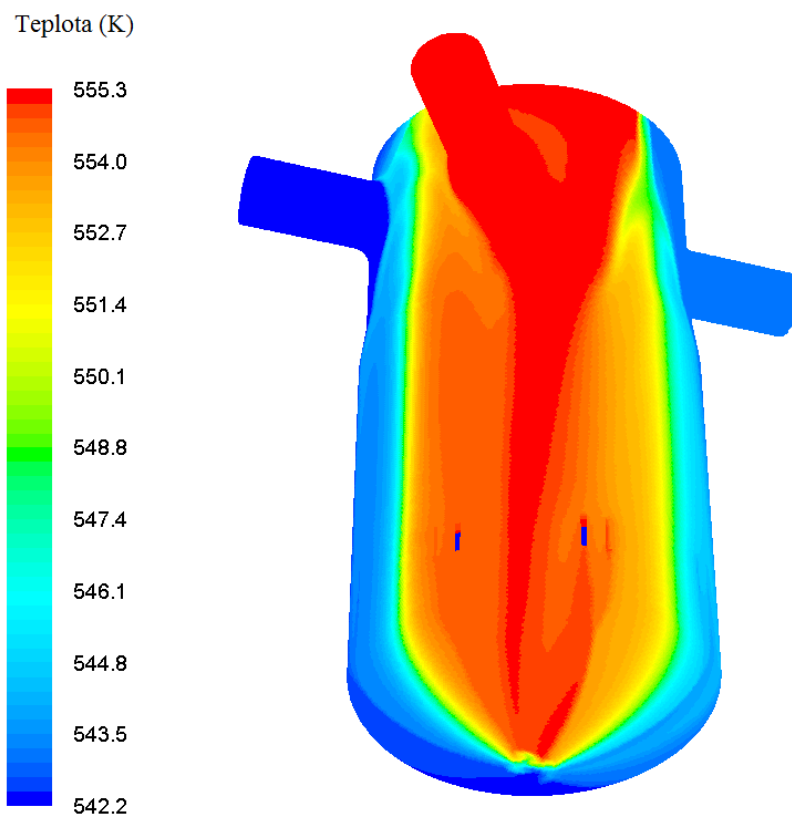


Obrázek 20. Rozložení teploty chladiva v oblasti vstupních hrdel, $z = 7,003$ m, (Realizable k- ϵ).

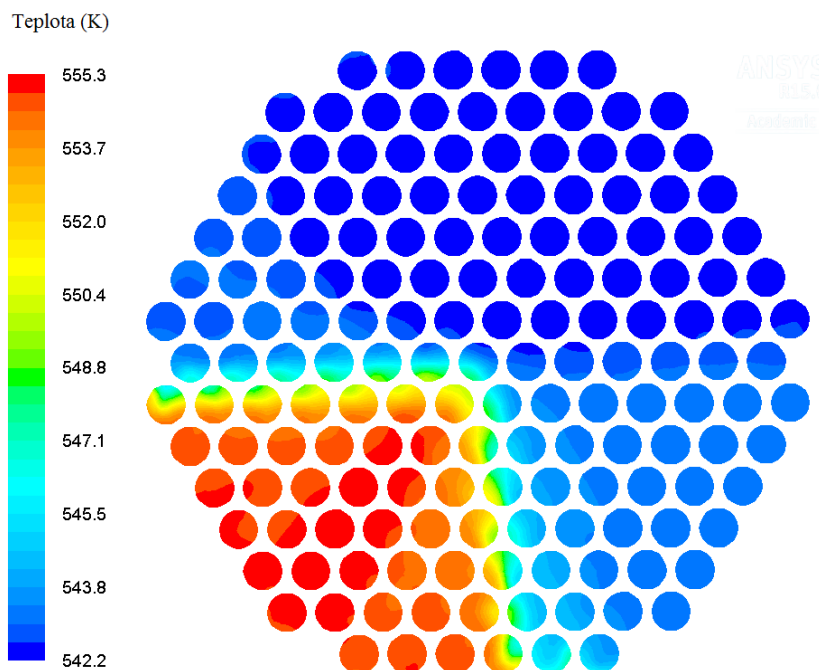


Obrázek 21. Rychlost proudění chladiva v sestupné šachtě reaktoru, (Realizable k- ϵ).

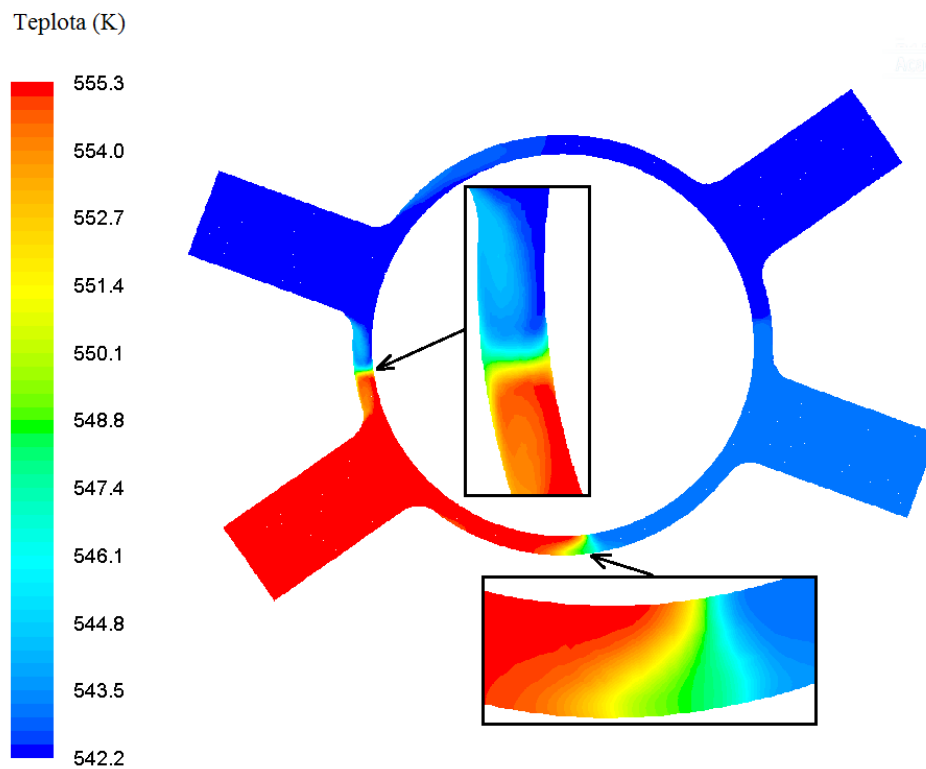
7.1.2 Model SST k- ω



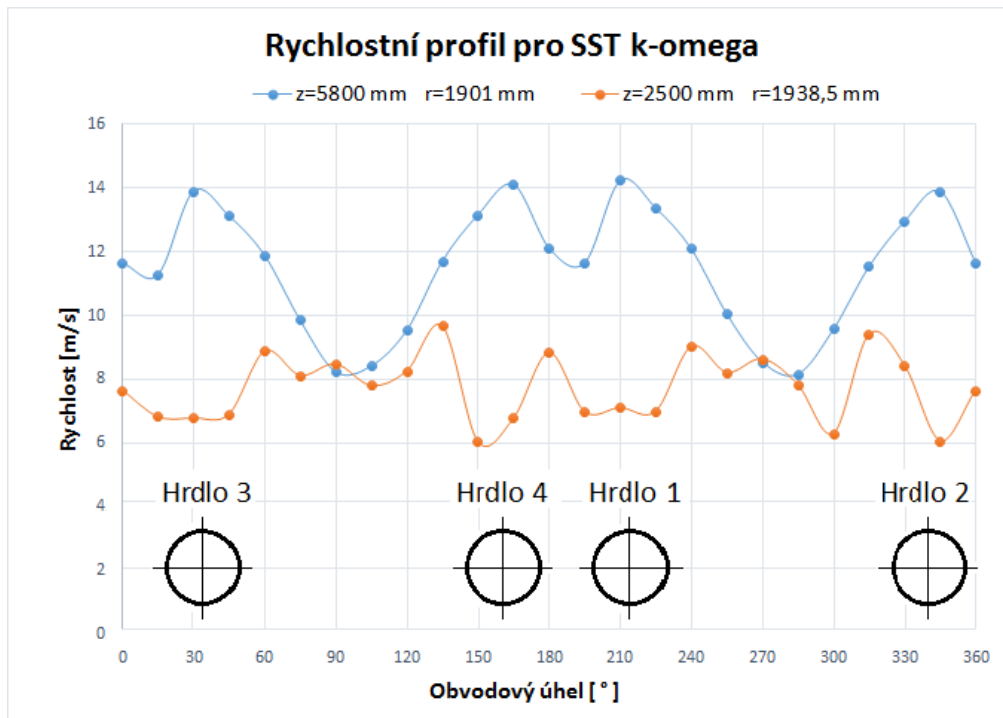
Obrázek 22. Rozložení teploty chladiva na vnější stěně sestupné šachty, s časovým středováním, (SST k- ω).



Obrázek 23. Rozložení teploty chladiva na výstupu z palivových podpěr, s časovým středováním, (SST k- ω).

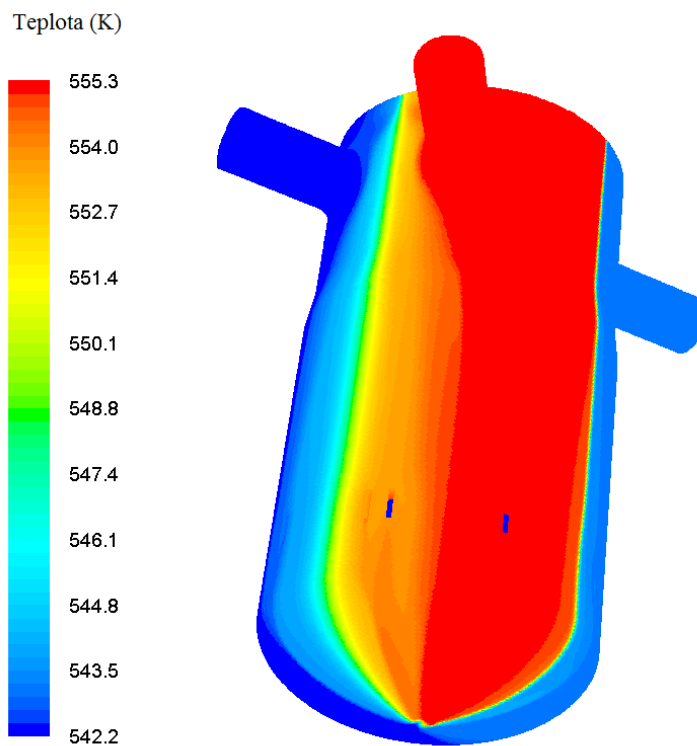


Obrázek 24. Rozložení teploty chladiva v oblasti vstupních hrdel, s časovým středováním, $z = 7,003$ m, (SST k- ω).

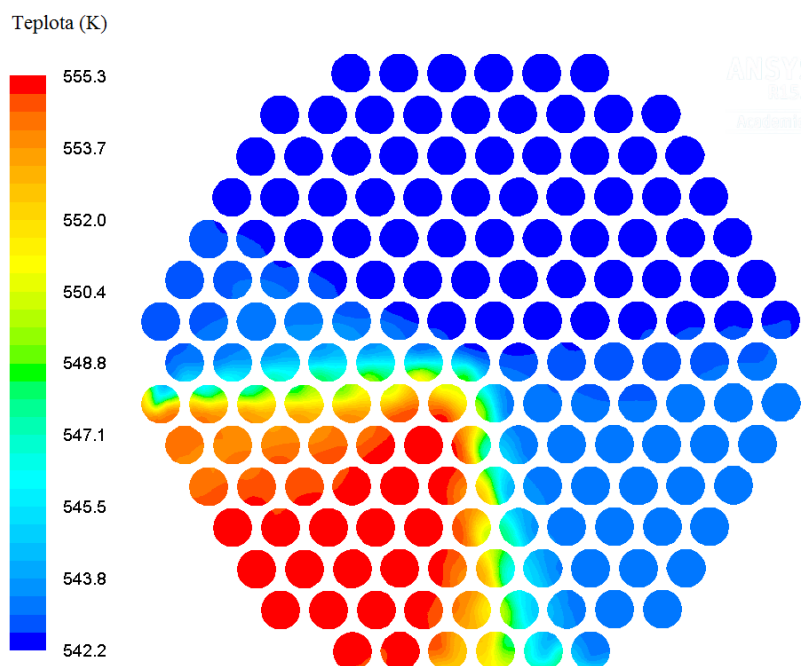


Obrázek 25. Rychlost proudění chladiva v sestupné šachtě reaktoru, s časovým středováním (SST k- ω).

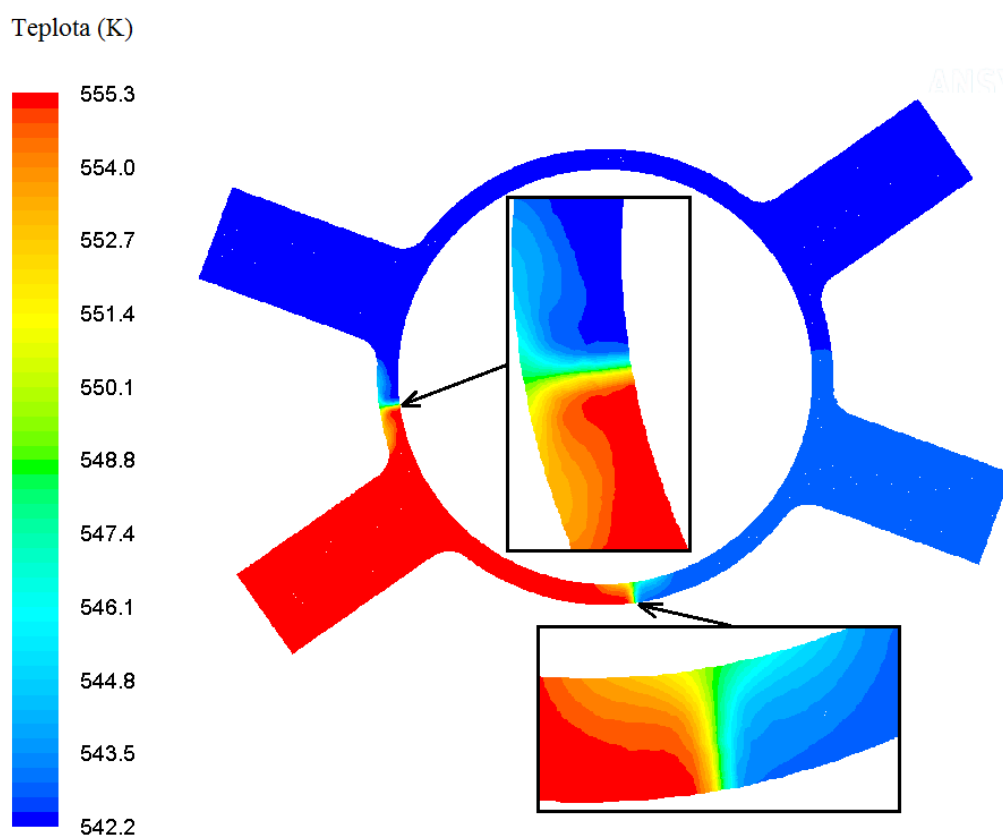
7.1.3 Model RSM (lineární)



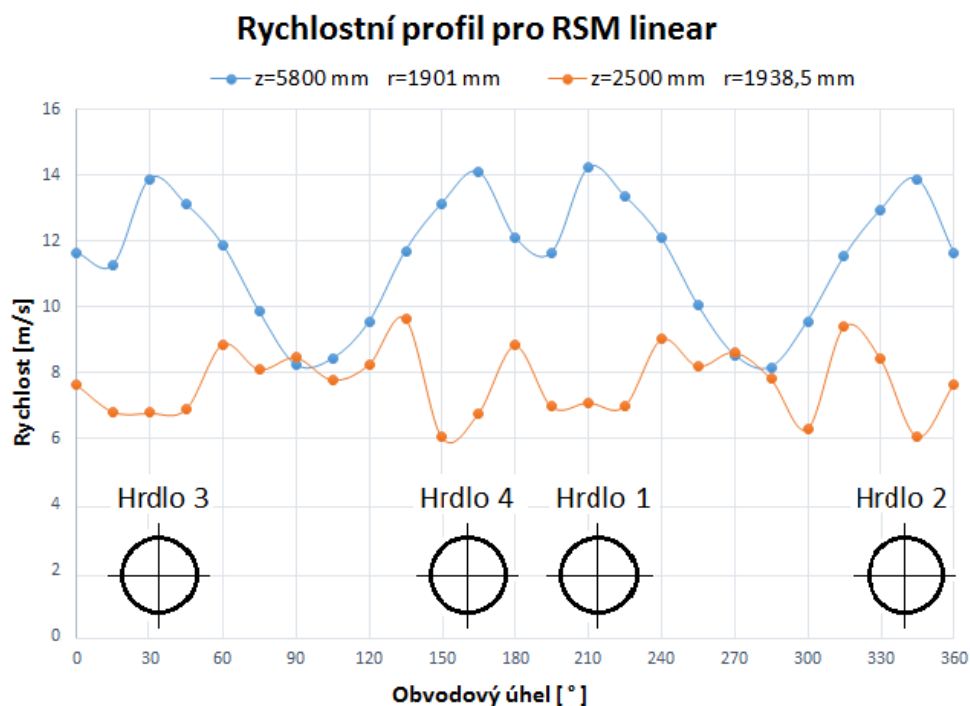
Obrázek 26. Rozložení teploty chladiva na vnější stěně sestupné šachty, s časovým středováním, (RSM lineární).



Obrázek 27. Rozložení teploty chladiva na výstupu z palivových podpěr, s časovým středováním, (RSM linear).



Obrázek 28. Rozložení teploty chladiva v oblasti vstupních hrdel, s časovým středováním, $z = 7,003$ m, (RSM linear).



Obrázek 29. Rychlost proudění chladiva v sestupné šachtě reaktoru, s časovým středováním (RSM linear).

Porovnání naměřených výsledků s experimentálními daty

Po provedení úvodního ověřovacího výpočtu a návazných simulací s modifikovanými modely se dospělo k výsledkům, které budou v této kapitole vyhodnoceny.

Z rozložení teplotního pole chladiva na vnější stěně sestupné šachty viz obr. 13, 18, 22, 26 je patrný proud teplejšího chladiva o teplotě 555,35 K (282,2 °C) nátrubkem č. 1. Chladivo naráží na vnitřní stěnu sestupné šachty a kolem této stěny pokračuje dále všemi tečnými směry. Proud směřující nahoru naráží na rozdělovací prstenec, podél kterého se proud chladiva stáčí do horizontálního směru a postupně dochází k otočení proudu do sestupného směru. Otočení proudu je ovlivněno prouděním chladiva od sousedních smyček č. 4 a č. 2, u kterých probíhá stejný mechanismus. V oblasti kontaktu teplotně rozdílných proudů dochází k jejich částečnému promíchávání, viz obr. 15, 20, 24, 28 a otočení proudů o 180°, přičemž se chladivo přesouvá k vnější stěně sestupné šachty a vytváří šroubovitý pohyb. Takový to tvar rychlostního pole má za následek nerovnoměrnou difúzi mezi vnitřní a vnější stěnou sestupné šachty. Na vnitřní stěně proudy směřují k sobě a turbulentní difúze je zde výrazně potlačena, kdežto na vnější stěně dochází k vzájemnému odtržení proudů s následným vznikem turbulentních vírů zvyšující difúzi. Tento efekt vzniká mezi každou ze sousedících smyček, přičemž nerovnoměrnost

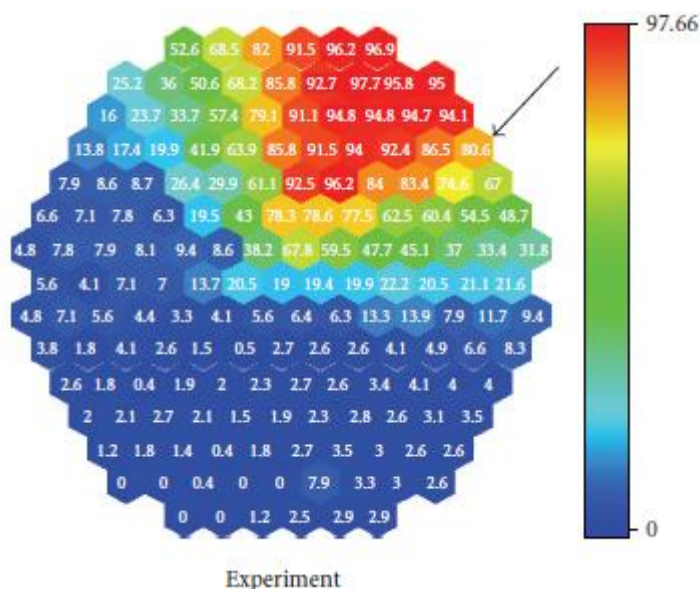


difúze mezi stěnami se odvíjí od azimutální polohy vstupních nátrubků, rychlosti a směru proudů v oblasti střetnutí. Vzniklá difúze pak pokračuje ve svislém směru, až k eliptickému perforovanému dnu šachty reaktoru. Pod ním v jeho středu dochází k tvorbě velkého turbulentního víru otáčející se ve směru hodinových ručiček.

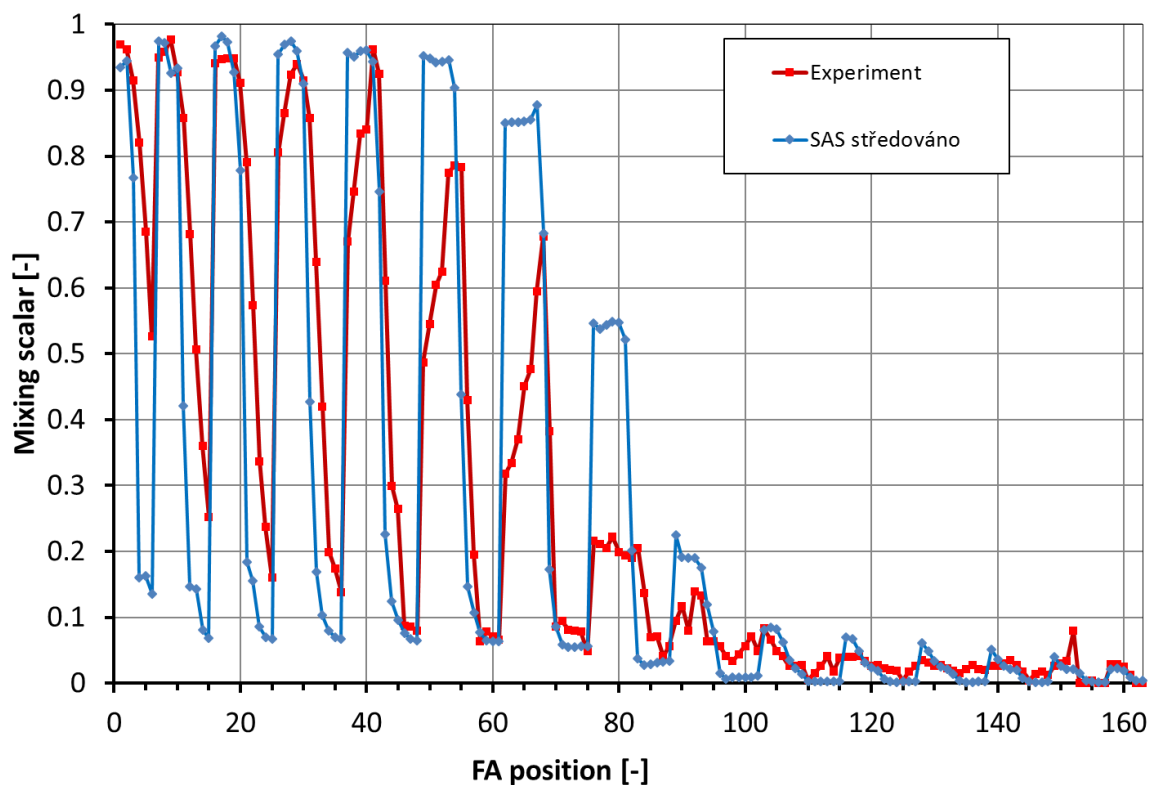
V těsné blízkosti vnější stěny perforovaného dna šachty reaktoru nastává zpomalení a natočení proudu chladiva, přičemž průtok chladiva krajními otvory je nižší než u otvorů blížících se jeho středu. Jedním z mechanismů, které tento děj způsobují, je vliv vysokých tečných rychlostí.

Z vypočteného teplotního rozložení chladiva na výstupu z palivových podpěr pro jednotlivé numerické modely viz obr. 14, 19, 23, 27 lze určit výstup s nejvyšší teplotou. Výsledky stanovené pomocí modelu turbulence *SAS* ukazují na výstup do palivového souboru č. 17, kde byla vypočtena teplota 555.10 K (281,95 °C). Bezrozměrná teplota na tomto výstupu činí 98,1 %. Při jeho porovnání s experimentem, jehož bezrozměrná teplota je 97,7 %, vychází o 0,4 % vyšší. Dle dalšího modelu turbulence *Realizable k-ε* byl stanoven jako nejteplejší výstup č. 18 o teplotě 555,33 K (282,18°C), kde bezrozměrná teplota činí 99,9 %. Výsledky stanovené modelem turbulence *SST k-ω* ukázaly na nejteplejší výstup do palivového souboru č. 28 o teplotě 555,14 K (281,99°C), kde bezrozměrná teplota na tomto výstupu představuje 98,4 %. Z vypočtených dat pomocí modelu turbulence *RSM linear* byl vyhodnocen jako nejteplejší výstup č. 8, jehož teplota je 555,34 K (282,19 °C) a bezrozměrná teplota činí 99,9 %. Porovnání intenzity míšení mezi použitým modelem turbulence a experimentálními daty je znázorněno na obr. 31 až 34, kde intenzita míšení je vyjádřena jako bezrozměrná teplota.

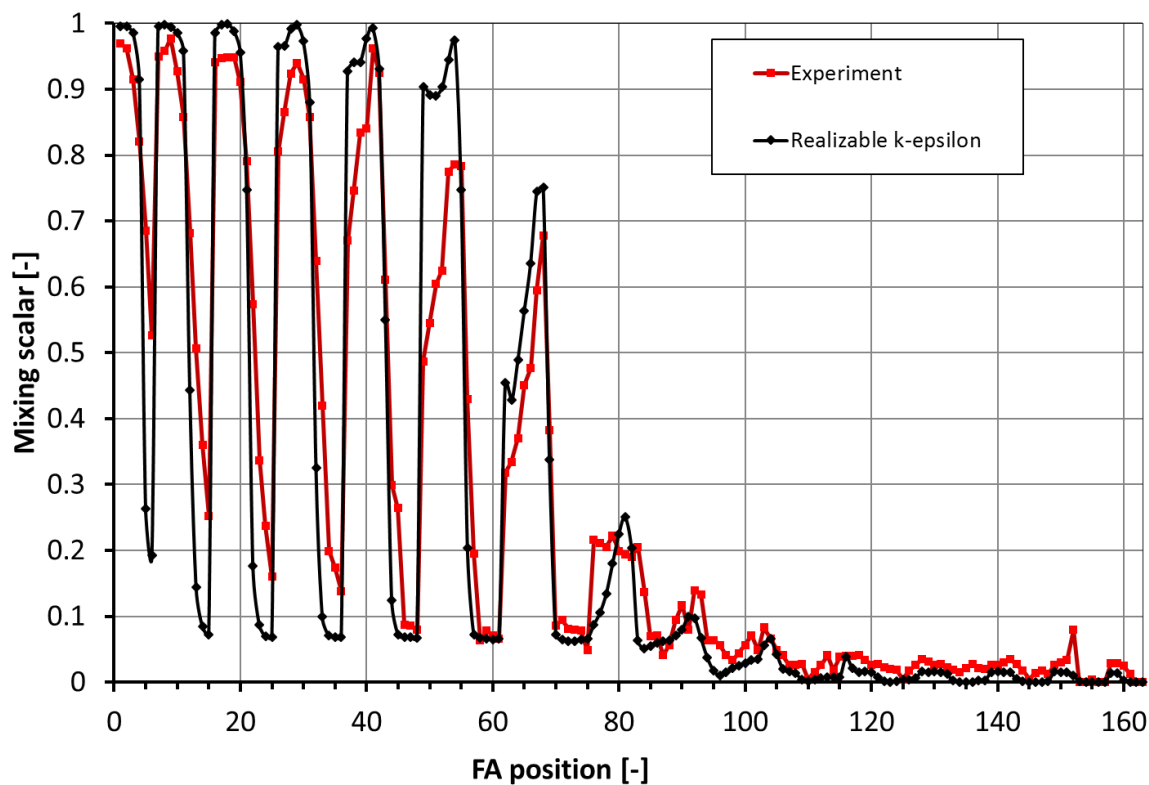
Na obr. 30 je znázorněna bezrozměrná teplota jednotlivých výstupů z palivových podpěr určených dle předchozího experimentu. Z vynesných dat lze pozorovat mírné posunutí sektoru nejteplejších palivových podpěr proti směru hodinových ručiček vůči poloze vstupního hrdla č. 1.



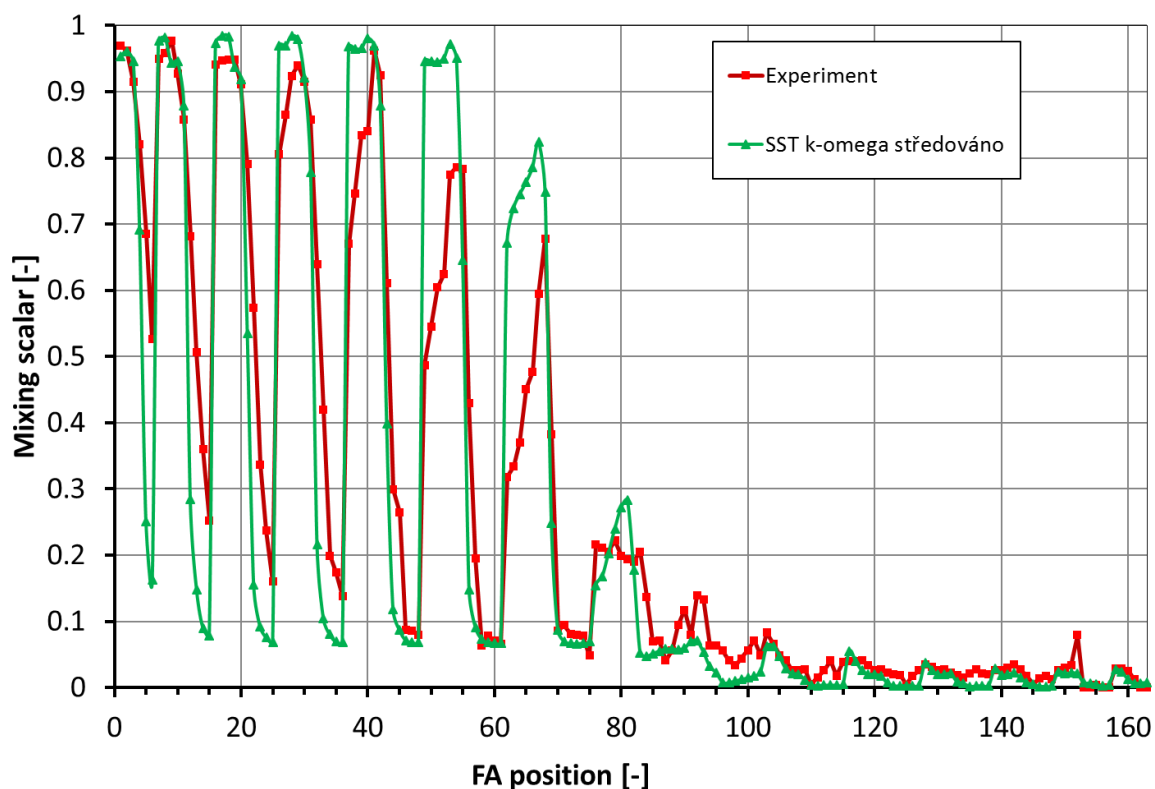
Obrázek 30. Bezrozměrná teplota na výstupu z palivových podpěr dle experimentu [%] [11].



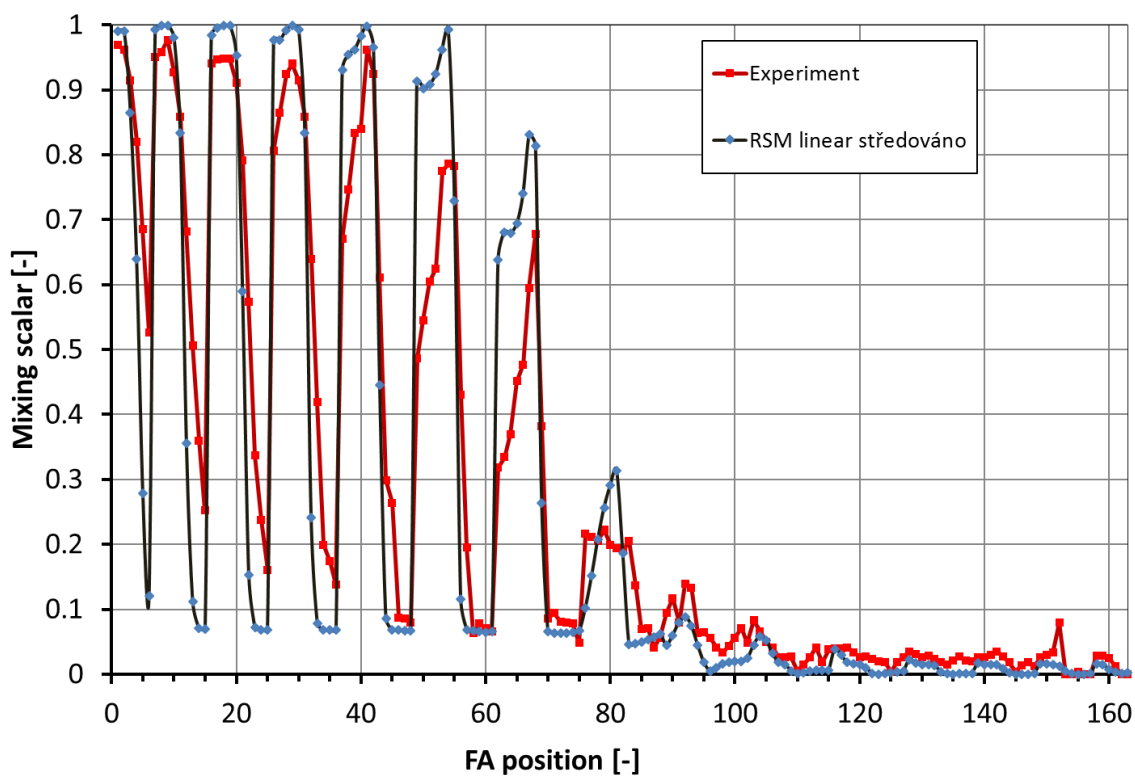
Obrázek 31. Bezrozměrná teplota na výstupu z palivových podpěr, (model turb. SAS).



Obrázek 32. Bezrozměrná teplota na výstupu z palivových podpěr, (model turbulence Realizable $k-\epsilon$).



Obrázek 33. Bezrozměrná teplota na výstupu z palivových podpěr, (model turb. SST k- ω).



Obrázek 34. Bezrozměrná teplota na výstupu z palivových podpěr, (model turb. RSM linear).



Závěr

Úvodní část této práce je zaměřena na problematiku míšení chladiva v jaderném reaktoru VVER 1000, kde byl vysvětlen způsob proudění chladiva od vstupních nátrubků až po horké větve cirkulačních smyček. Dále byly definovány provozní stavy primárního okruhu, které mohou nastat a stručný popis vývinu tepla v jaderných reaktorech se zajištěním jeho odvodu z aktivní zóny. Následující část kapitoly je zaměřena na design reaktoru VVER 1000, provozovaný na JE Kozloduj 6. Ten se od koncepčního návrhu liší jinými úhly vstupních nátrubků.

V další kapitole je vysvětlen princip a podstata výpočetních procesů, na kterých je program ANSYS FLUENT založen. Následně jsou popsány okrajové podmínky, diskretizační schémata a řešení rychlostních a tlakových polí pro zadanou úlohu.

Bylo nutné věnovat pozornost také modelování turbulentního proudění v blízkosti stěny a jeho základní přístupy, a to z toho důvodu, protože přítomnost stěny značně ovlivňuje proudění a tedy celkovou přesnost numerického výpočtu.

Další část práce je věnována detailnímu popisu turbulentních modelů použitých při simulaci míšení chladiva v reaktoru, kde je vysvětlen jejich matematický základ a vhodnost použití.

Druhá polovina práce se zabývá realizací ověřovacího výpočtu a výpočty pomocí vybraných modelů turbulence tj. *SAS*, *Realizable k-ε*, *SST k-ω*, *RSM linear*. V této části jsou také uvedeny všechny potřebné vstupní hodnoty a popis zvolených diskretizačních schémat.

Provedené simulace pomocí vybraných modelů potvrdily v sestupné šachtě a na dně šachty reaktoru existenci silných vazeb mezi proudovým a teplotním polem, která je způsobena vysokou intenzitou turbulentního proudění. Dále byla potvrzena zvýšená difúze na rozhraní mísících se proudů a v oblasti pod pery, což je zapříčiněno vzájemným pohybem vznikajících vírů.

Z vypočteného rozložení teplotního pole a bezrozměrné teploty vyjadřující intenzitu míšení chladiva byl stanoven pro každý model turbulence nejteplejší výstup z palivových podpěr. Přičemž simulační výpočty míšení chladiva naznačují, že žádný z použitých modelů turbulence se nepřiblížil k experimentálním datům naměřených na 6. bloku JE Kozloduj. Intenzita míšení chladiva na výstupech se ukázala celkově menší a u žádného z modelů turbulence nedošlo k posunutí sektoru nejteplejších palivových podpěr jako v případě experimentu.

Dle výsledků z provedené simulace lze prohlásit, že nejvyšší intenzita míšení chladiva nastala u modelu turbulence SAS, kde nejteplejší výstup z palivové podpory činní 281,9 °C a hodnota míšení je 98,1 %. Rozdíl bezrozměrné teploty mezi modelem turbulence SAS a experimentem je tedy 0,4 %. Všechny použité modely turbulence na dané výpočetní síti předpověděly menší turbulentní míšení, než



jaké bylo v experimentu. V úlohách s míšením chladiva s různými teplotami, anebo s různými koncentracemi kyseliny borité, je použití těchto modelů turbulence konzervativní z pohledu jaderné bezpečnosti, tj. výsledky jsou na bezpečné straně.

Aby se výsledky simulací míšení chladiva přiblížily datům z experimentu, bylo by nutné použít výpočetní síť s mnohem vyšším počtem buněk a model turbulence typu Large Eddy Simulation (LES).



Seznam použité literatury

- [1] The Future of Nuclear Power. Massachusetts : Massachusetts Institute of Technology, 2003. 170 p. ISBN 0-615-12420-8.
- [2] ENERGY INFORMATION ASSOCIATION [online]. Praha, [cit. 2016-04-08]. Dostupný z WWW: < <https://www.eia.gov/> >
- [3] WORLD NUCLEAR ASSOCIATION [online]. Praha, [cit. 2016-04-08]. Dostupný z WWW: < <http://world-nuclear.org/information-library/facts-and-figures/reactor-database.aspx> >
- [4] KLIK, F.; DALIBA, J. *Jaderná energetika*. Praha: Vydavatelství ČVUT, 2002. 189 s. ISBN 80-01-02550-0.
- [5] KHANBABEI, B.; GHASEMIYAD, A.; FARAJOLLAHI, H. *Journal of Applied Sciences* 8 (5): 780-787, 2008. ISSN 1812-5654
- [6] SKLENKA, S. *Provozní reaktorová fyzika*. Praha: Vydavatelství ČVUT, 2001. 107 s. ISBN 80-01-02283-8.
- [7] FLUENT 15.0 ANSYS Fluent User's Guide, ANSYS, Inc., November 2013.
- [8] KOZUBKOVÁ, M. *Modelování proudění tekutin FLUENT, CFX*. Ostrava : VŠB-TU Ostrava, 2008. 153 s., ISBN 978-80-248-1913-6
- [9] FLUENT 15.0 ANSYS Fluent Theory Guide, ANSYS, Inc., November 2013.
- [10] B. IVANOV et al.: *VVER-1000 Coolant Transient Benchmark PHASE 1 (V1000CT-1)* Vol. I: Main Coolant Pump (MCP) switching On - Final Specifications. NUCLEAR ENERGY AGENCY ORGANISATION FOR ECONOMIC CO-OPERATION AND DEVELOPMENT, OECD 2002
- [11] THOMAS HÖHNE *CFD Simulation of Thermal-Hydraulic Benchmark V1000CT-2*. Dresden: Institute of Safety Research, 2008
- [12] KOLEV, N.; SPASOV, I. *VVER-1000 Coolant Transient Benchmark Phase 2 (V1000CT-2)* Vol. II: Summary Results of Exercise 1 on Vessel Mixing Simulation. NUCLEAR ENERGY AGENCY ORGANISATION FOR ECONOMIC CO-OPERATION AND DEVELOPMENT, OECD 2002
- [13] *Wikimedia Commons* – uložiče volného multimediálního obsahu. [on-line]. [2016]. Dostupné z <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Wwer-1000-scheme.png?uselang=cs>
- [14] KOZUBKOVÁ, M.; DRÁBKOVÁ S. *Numerické modelování proudění FLUENT I*. Ostrava : VŠB-TU Ostrava, 2003. 115 s.

