

České vysoké učení technické v Praze  
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra jaderných reaktorů

Obor: Jaderné inženýrství



**Analýza provozních vlastností  
malého modulárního reaktoru  
s pokročilým odolným palivem**

**Analysis of Operational  
Characteristics of a Small  
Modular Reactor with Accident  
Tolerant Fuel**

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracoval: Ondřej Lachout

Vedoucí práce: Ing. Pavel Suk

Rok: 2022





## ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Student: **Ondřej Lachout**

Studijní program: Aplikace přírodních věd

Obor: Jaderné inženýrství

Název práce česky: **Analýza provozních vlastností malého modulárního reaktoru s pokročilým odolným palivem**

Název práce anglicky: Analysis of Operational Characteristics of a Small Modular Reactor with Accident Tolerant Fuel

### Pokyny pro vypracování:

1. Seznamte se s teorií numerických simulací jaderných reaktorů, zaměřte se na využívaná výpočetní zjednodušení při celozónových výpočtech.
2. Proveďte rešerši metodik přípravy dat pro deterministické výpočty jaderných reaktorů, tj. homogenizace, kondenzace a parametrizace makroskopických účinných průřezů.
3. Seznamte se s koncepcí odolného paliva ATF a jeho možnými kandidáty.
4. Pomocí výpočetního balíku SCALE analyzujte neutronické efekty vámi vybraných odolných paliv ATF na modelu nekonečného palivového souboru.
5. S využitím již existujícího výpočetního modelu ve výpočetním kódu PARCS analyzujte základní provozní charakteristiky malého modulárního reaktoru, tj. kritickou koncentraci kyseliny borité, rozložení výkonu v AZ, váhy regulačních tyčí a zpětnovazební koeficienty reaktivity.

### Doporučená literatura:

- [1] Smith K. S.: Assembly homogenization techniques for light water reactor analysis, Progress in Nuclear Energy, 1986, ISSN: 0149-1970
- [2] Wieselquist W. A., Lefebvre R. A., Jessee M. A.: SCALE Code System, ORNL/TM-2005/39, Version 6.2.4, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, TN, 2020
- [3] Downar T., Ward A., Xu Y., Seker V.: PARCS, VOLUME I: Input Manual, 2018
- [4] Reus P.: Neutron Physics. Francie: EDP SCIENCES, 2008. ISBN 978-2-7598-0041-4
- [5] Van Den Berghe S., Lemoine P.: Review Of 15 Years Of High-Density Low-Enriched UMo Dispersion Fuel Development For Research Reactors In Europe, Nuclear Engineering and Technology, 2014, ISSN: 1738-5733
- [6] Brown N. R., Todosow M., Cuadra A.: Screening of advanced cladding materials and UN-U3Si5 fuel, Journal of Nuclear Materials, 2015, ISSN: 00223115

Jméno a pracoviště vedoucího práce:

**Ing. Pavel Suk**  
KJR FJFI ČVUT v Praze

Datum zadání bakalářské práce:

11.10. 2021


Datum odevzdání bakalářské práce:

7.7. 2022

Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.

V Praze dne 11.10. 2021

doc. Ing. Martin Kropík, CSc.

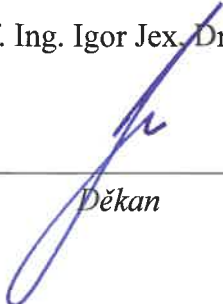
  
\_\_\_\_\_  
Garant oboru

Ing. Jan Rataj, Ph.D.

  
\_\_\_\_\_  
Vedoucí katedry



prof. Ing. Igor Jex, DrSc.

  
\_\_\_\_\_  
Děkan

## **Prohlášení**

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady (literaturu, projekty, SW atd.) uvedené v příloženém seznamu.

V Praze dne .....

.....

Ondřej Lachout

## **Poděkování**

Děkuji Ing. Pavlu Sukovi za vedení mé bakalářské práce. Dále děkuji Báře Šmejkalové za pomoc při grafické úpravě obrázků.

Ondřej Lachout

*Název práce:*

**Analýza provozních vlastností malého modulárního reaktoru s pokročilým odolným palivem**

*Autor:* Ondřej Lachout

*Studijní program:* Aplikace přírodních věd

*Obor:* Jaderné inženýrství

*Druh práce:* Bakalářská práce

*Vedoucí práce:* Ing. Pavel Suk

V Holešovičkách 2, Praha 8, 180 00

*Abstrakt:* Tématem bakalářské práce jsou numerické simulace jaderných reaktorů a jejich využívaná zjednodušení při celozónových výpočtech, paliva ATF a neutronická analýza vybraných ATF konceptů v reaktoru NuScale. Chování ATF paliv ve velkých AZ bylo již důkladně zkoumáno, ale analýzy v malých AZ nebyly dosud detailněji prozkoumány. Pro vybraná ATF paliva jsou pomocí výpočetního balíku SCALE-TRITON analyzovány neutronické efekty na modelu nekonečného palivového souboru. V deterministickém makrokódu PARCS je proveden 3D celozónový výpočet pro AZ malého modulárního reaktoru (SMR) od společnosti NuScale Power. Na tomto modelu je analyzováno neutronické chování vybraných druhů ATF paliv v rámci kompletního celozónového modelu.

*Klíčová slova:* numerické simulace jaderných reaktorů, pokročilé odolné palivo (ATF), malé modulární reaktory (SMR)

*Title:*

**Analysis of Operational Characteristics of a Small Modular Reactor with Accident Tolerant Fuel**

*Author:* Ondřej Lachout

*Study Programme:* Applied Sciences

*Branch of Study:* Nuclear Engineering

*Type of Thesis:* Bachelor's Thesis

*Supervisor:* Ing. Pavel Suk

V Holešovičkách 2, Praha 8, 180 00

*Abstrakt:* The topic of this thesis is numerical simulations of nuclear reactors and their simplifications in 3D full-core calculations, ATF fuel and neutronic analysis of chosen ATF concepts in the NuScale reactor. The behaviour of ATF in large cores has already been investigated in depth, but analyses of ATF fuels in an SMRs core has not yet been studied in more detail. For selected ATF fuels, neutronic effects are analyzed using the SCALE-TRITON calculation code on an infinite fuel assembly model. In the deterministic macrocode PARCS, a 3D full-core calculation for the small modular reactor (SMR) from the NuScale Power company is performed. The neutronic behaviour of selected ATF fuel types are analysed on this model.

*Key words:* numerical simulations of nuclear reactors, accident/advanced tolerant fuel (ATF), small modular reactors (SMR)



# Obsah

Seznam použitých veličin	11
Seznam použitých zkratk	13
Seznam obrázků	15
Seznam tabulek	16
Úvod	18
<b>1 Teorie numerických simulací</b>	<b>20</b>
1.1 Deterministické výpočetní kódy	21
1.1.1 Deterministické mikrokódy (lattice kódy)	22
1.1.2 Deterministické makrokódy	23
1.2 Stochastické výpočetní kódy	24
1.3 Celozónové výpočty	25
<b>2 Příprava dat pro celozónové deterministické výpočty</b>	<b>28</b>
2.1 Proces homogenizace	28
2.2 Proces parametrizace	31
2.3 Proces kondenzace	32
2.4 Příprava dat pro palivové a nepalivové elementy	33
2.4.1 Palivové elementy	33
2.4.2 Nepalivové elementy	34
<b>3 Teorie transportu neutronů v jaderném reaktoru</b>	<b>36</b>
3.1 Popis transportu neutronů v makrokódech	36
3.1.1 Difuzní přiblížení	37
3.1.2 SPn transportní přiblížení	38
3.2 Numerické řešení rovnic	39
3.2.1 Nodální metoda	39
3.2.2 Metoda konečných prvků	39
<b>4 Jaderné palivo ATF</b>	<b>41</b>
4.1 Koncepty ATF pokrytí palivových proutků	43
4.2 Koncepty ATF palivových peletek	50

4.3	ATF nepalivové elementy . . . . .	51
<b>5</b>	<b>Teplotní pole generované v palivových peletkách</b>	<b>52</b>
5.1	Odvození funkce teplotního pole . . . . .	52
5.2	Určení teploty na povrchu palivové peletky . . . . .	54
5.2.1	Nucená konvekce . . . . .	55
5.3	Teplotní pole generované v palivových peletkách . . . . .	57
<b>6</b>	<b>Neutronické efekty vybraných druhů paliv</b>	<b>59</b>
6.1	Popis výpočetní šablony . . . . .	60
6.2	Závislost kritičnosti na vyhoření paliva . . . . .	62
6.3	Zpětnovazební koeficienty reaktivity . . . . .	64
6.3.1	Zvýšení teploty moderátoru . . . . .	65
6.3.2	Zvýšení koncentrace boru . . . . .	67
6.3.3	Zvýšení teploty paliva . . . . .	68
<b>7</b>	<b>Provozní charakteristiky SMR s ATF palivem</b>	<b>70</b>
7.1	Malé modulární reaktory . . . . .	70
7.2	Celozónový výpočet s vybranými ATF palivy . . . . .	73
7.2.1	Kritická koncentrace boru . . . . .	74
7.2.2	Rozložení výkonu v AZ . . . . .	75
7.2.3	Váhy skupin regulačních tyčí . . . . .	77
7.2.4	Zpětnovazební koeficienty reaktivity . . . . .	78
	<b>Závěr</b>	<b>80</b>

# Seznam použitých veličin

SYMBOL	VÝZNAM	JEDNOTKA
$\sigma_{i,r}$	Mikroskopický účinný průřez pro nuklid $i$ a reakci $r$	$\text{cm}^2$
$\Sigma_{i,r}$	Makroskopický účinný průřez pro nuklid $i$ a reakci $r$	$\text{cm}^{-1}$
$k_{\text{ef}}$	Efektivní koeficient násobení	-
$k_{\infty}$	Nekonečný koeficient násobení	-
$\Phi$	Hustota toku neutronů	$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
$D$	Difuzní koeficient	$\text{cm}$
$\Delta E$	Rozsah energetické grupy	eV (MeV)
$N_i$	Atomová hustota pro nuklid $i$	$\text{cm}^{-3}$
$\vec{r}$	Polohový vektor	$\text{cm}$
$t, \tau$	Čas	s
$\Sigma_{\text{tr},g}$	Makroskopický účinný průřez pro transport neutronů	$\text{cm}^{-1}$
$\Sigma_{\text{s},g \rightarrow h}^1$	Makroskopický účinný průřez pro rozptyl neutronů z energetické grupy $g$ do energetické grupy $h$	$\text{cm}^{-1}$
$\Phi_h$	Hustota toku neutronů energetické grupy $h$	$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
$\Phi_S^{\text{het}}$	Heterogenní hustota toku neutronů na ploše $S$	$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
$\Phi_S^{\text{hom}}$	Homogenní hustota toku neutronů na ploše $S$	$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
$T^{\text{M}}$	Teplota moderátoru	K
$T^{\text{F}}$	Teplota paliva	K
$\rho^{\text{M}}$	Hustota moderátoru	$\text{g cm}^{-3}$
BC	Koncentrace boru v moderátoru	ppm
$\nu$	Průměrný počet neutronů uvolněných ze štěpení	-
$\kappa$	Průměrná energie neutronů uvolněných ze štěpení	eV (MeV)
$\vec{J}$	Hustota proudu neutronů	$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
$s(\vec{r}, t)$	Zdroj neutronů v místě $\vec{r}$ a čase $t$	$\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$
$v$	Rychlost neutronů	$\text{cm s}^{-1}$
$E$	Energie neutronu před srážkou	eV (MeV)
$E'$	Energie neutronu po srážce	eV (MeV)
$\Omega$	Směr pohybu neutronu před srážkou	-
$\Omega'$	Směr pohybu neutronu po srážce	-
$n$	Hustota neutronů	$\text{cm}^{-3}$
$\chi(E)$	Spektrum neutronů ze štěpení	-
$\mathcal{O}$	Landauův symbol - chyba aproximace	-
$t$	Teplota	$^{\circ}\text{C}$
$a$	Součinitel teplotní vodivosti	$\text{m}^2\text{s}^{-1}$
$q_v$	Objemová hustota tepelného toku	$\text{W m}^{-3}$

SYMBOL	VÝZNAM	JEDNOTKA
$\rho$	Hustota	$\text{g cm}^{-3}$
$c_p$	Měrná tepelná kapacita při konstantním tlaku	$\text{J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$
$r$	Polární radiální souřadnice	m
$\lambda_{\text{pel}}$	Součinitel tepelné vodivosti palivové peletky	$\text{W m}^{-1}\text{K}^{-1}$
$t_{\text{pov}}$	Teplota povrchu palivové peletky	$^{\circ}\text{C}$
$t_{\text{He}}$	Teplota na vnějším povrchu mezery vyplněné He	$^{\circ}\text{C}$
$t_{\text{out}}$	Teplota na vnějším povrchu palivového pokrytí	$^{\circ}\text{C}$
$t_{\text{max}}$	Maximální teplota v palivové peletce	$^{\circ}\text{C}$
$\bar{t}$	Průměrná teplota v palivové peletce	$^{\circ}\text{C}$
$R$	Poloměr palivové peletky	mm
$d_1$	Vnější průměr palivové peletky	mm
$d_2$	Vnitřní průměr pokrytí	mm
$d_3$	Vnější průměr pokrytí	mm
$p$	Rozteč palivových proutků	mm
$P_t$	Tepelný výkon	MWt
$N_{\text{soub}}$	Počet palivových souborů	-
$N_{\text{prout}}$	Počet palivových proutků v souboru	-
$l_{\text{pel}}$	Aktivní délka palivového proutku	m
$q_l$	Lineární hustota tepelného toku	$\text{W m}^{-1}$
$\bar{t}_{\text{mod}}$	Průměrná teplota moderátoru	$^{\circ}\text{C}$
$\alpha_{\text{He}}$	Součinitel přestupu tepla z palivové peletky do helia	$\text{W m}^{-2}\text{K}^{-1}$
$\lambda_{\text{pok}}$	Součinitel tepelné vodivosti pokrytí palivového proutku	$\text{W m}^{-1}\text{K}^{-1}$
$\alpha_{\text{out}}$	Součinitel přestupu tepla z pokrytí do moderátoru	$\text{W m}^{-2}\text{K}^{-1}$
$Re$	Reynoldsovo podobnostní číslo	-
$Pr_f$	Prandtlovo podobnostní číslo pro teplotu tekutiny	-
$Pr_p$	Prandtlovo podobnostní číslo pro teplotu povrchu	-
$\nu$	Kinematická viskozita	$\text{m}^2\text{s}^{-1}$
$\gamma$	Teplotní součinitel objemové roztažnosti	$\text{K}^{-1}$
$\overline{Nu}_{l,f}$	Střední Nusseltovo podobnostní číslo	-
$w$	Průměrná rychlost moderátoru v AZ	$\text{m s}^{-1}$
$d_h$	Hydraulický průměr	m
$N_i$	Atomová hustota i-tého izotopu ve směsi	$\text{b}^{-1}\text{cm}^{-1}$
$N_A$	Avogardova konstanta	$\text{mol}^{-1}$
$w_{ij}$	Hmotnostní zlomek i-tého izotopu v j-tém nuklidu	-
$w_j$	Hmotnostní zlomek j-tého nuklidu ve směsi	-
$\rho^{\text{BR}}$	Reaktivita v daném odskoku	pcm
$\rho^{\text{NOM}}$	Nominální reaktivita	pcm
$p$	Pravděpodobnost úniku rezonančnímu záchytu	-
$f$	Koeficient využití tepelných neutronů	-
$N^{\text{M}}/N^{\text{F}}$	Poměr atomových hustot moderátoru/paliva	-
$P_{\text{xyz}}, K_v$	Objemový koeficient nevyrovnání lineárního výkonu PS	-
$P_{\text{xy}}, K_q$	Radiální koeficient nevyrovnání integrálních výkonů PS	-
$N_{\text{PS}}^{\text{max}}, N_{\text{PS}}^{\text{stř}}$	Maximální, resp. střední lineární výkon PS	$\text{W m}^{-1}$
$Q_{\text{PS}}^{\text{max}}, Q_{\text{PS}}^{\text{stř}}$	Maximální, resp. střední integrální výkon PS	W
$\alpha_{\text{TM}}$	Zpětnovazební koef. reaktivity od změny teploty moderátoru	pcm $\text{K}^{-1}$
$\alpha_{\text{TF}}$	Zpětnovazební koef. reaktivity od změny teploty paliva	pcm $\text{K}^{-1}$
$\alpha_{\text{BC}}$	Zpětnovazební koef. reaktivity od změny koncentrace boru	pcm $(\text{ppm-B})^{-1}$

# Seznam použitých zkratk

<b>AZ</b>	Aktivní zóna
<b>SMR</b>	Small Modular Reactor - Malý modulární reaktor
<b>ATF</b>	Accident Tolerant Fuel / Advanced Technology Fuel - Pokročilé odolné palivo / Technologicky pokročilé palivo
<b>JR</b>	Jaderný reaktor
<b>SCALE</b>	Standardized Computer Analyses for Licensing Evaluation - Deterministický mikrokód
<b>PARCS</b>	Purdue Advanced Reactor Core Simulator - Makrokód pro 3D celozónové výpočty
<b>PWR</b>	Pressurized Water Reactor - Tlakovodní reaktor
<b>JEFF</b>	Joint Evaluated Fission and Fusion Nuclear Data Library - Společná zhodnocená knihovna jaderných dat pro štěpení i fúzi
<b>ENDF</b>	Evaluated Nuclear Data File - Zhodnocená knihovna jaderných dat
<b>XS</b>	Cross-Section - Makroskopický účinný průřez
<b>ADF</b>	Assembly Discontinuity Factors - Faktory nespojitosti na rozhraní homogenizovaných oblastí
<b>GFF</b>	Group Form Factors - Faktory popisující deformaci hustoty toku neutronů v palivovém souboru
<b>BWR</b>	Boiling Water Reactor - Varný reaktor
<b>JE</b>	Jaderná elektrárna
<b>FWV</b>	Flux-Weighted Volume - Vážení hustoty toku neutronů přes objem
<b>LWR</b>	Light Water Reactor - Lehkovodní reaktor
<b>IAEA</b>	International Atomic Energy Agency - Mezinárodní agentura pro atomovou energii
<b>DOE</b>	Department of Energy - Americké ministerstvo energetiky
<b>FEM</b>	Finite Element Method - Metoda konečných prvků

<b>NEA</b>	Nuclear Energy Agency - Agentura pro jadernou energii
<b>CVD</b>	Chemical Vapor Deposition - Specifický způsob nanášení SiC vrstvy pokrytí
<b>ODS</b>	Oxide Dispersion-Strengthened - Slitiny palivového pokrytí vyráběny specifickým způsobem
<b>PATHS</b>	PARCS Advanced Thermal Hydraulic Solver - Termohydraulický výpočetní modul v kódu PARCS
<b>USA</b>	United States of America - Spojené státy americké
<b>BC</b>	Boron Concentration - Koncentrace boru v moderátoru
<b>IAPWS IF97</b>	International Association for the Properties of Water and Steam (Industrial Formulation) - Mezinárodní asociace pro vlastnosti vody a vodní páry (průmyslová formulace)
<b>UK</b>	United Kingdom - Spojené království
<b>ÚJV</b>	Ústav jaderného výzkumu
<b>PO</b>	Primární okruh
<b>TRISO</b>	Tri-Structural Isotropic - Koncept ATF palivových peletek
<b>HTGR</b>	High-Temperature Gas-Cooled Reactor - Vysokoteplotní plynem chlazený reaktor
<b>CR</b>	Control rods - Regulační tyče
<b>PS</b>	Palivový soubor

# Seznam obrázků

1.1	Rozdělení numerických kódů používaných pro výpočty jaderných reaktorů . . . . .	21
1.2	Srovnání výpočetní náročnosti numerických kódů . . . . .	25
1.3	Schéma výpočetního cyklu deterministického celozónového výpočtu a přípravy makroskopických dat . . . . .	27
2.1	Proces homogenizace - středování makroskopických účinných průřezů	29
2.2	Nespojitost hustoty toku neutronů na rozhraní dvou nodů . . . . .	30
2.3	Zespojitění hustoty toku neutronů na rozhraní dvou nodů . . . . .	31
2.4	Schématické naznačení procesu kondenzace . . . . .	33
2.5	Model palivového souboru v nekonečné mříži se zrcadlovými hraničními podmínkami . . . . .	34
2.6	Ilustrace přípravy dat pro nepalivové elementy . . . . .	35
4.1	Porovnání míry zlepšení základních ATF konceptů a jejich předpokládaného zavedení do běžného provozu . . . . .	42
4.2	Klasifikace základních ATF materiálových konceptů . . . . .	43
4.3	Konstrukce palivového pokrytí na bázi Mo . . . . .	46
4.4	Trojvrstvá kompozice pro SiC palivové pokrytí . . . . .	48
4.5	Princip modifikace Zr-pokrytí . . . . .	49
5.1	Znázornění sdílení tepla palivovým proutkem . . . . .	54
5.2	Teplotní pole generované v jednotlivých palivových peletkách . . . . .	57
6.1	Schéma 1/4 palivového souboru . . . . .	62
6.2	Závislost $k_{\text{ef}}$ na vyhoření paliva - peletka $\text{UO}_2$ se všemi pokrytími . .	63
6.3	Závislost $k_{\text{ef}}$ na vyhoření paliva - pokrytí M5 <sup>®</sup> se všemi peletkami . .	63
6.4	Závislost $\alpha_{\text{Tm}}$ na vyhoření paliva - peletka $\text{UO}_2$ se všemi pokrytími (Zvýšení teploty moderátoru) . . . . .	65
6.5	Závislost $\alpha_{\text{Tm}}$ na vyhoření paliva - pokrytí M5 <sup>®</sup> se všemi peletkami (Zvýšení teploty moderátoru) . . . . .	65
6.6	Závislost $k_{\text{ef}}$ , $p$ a $f$ na poměru atomových hustot moderátoru a paliva	66

6.7	Závislost $\alpha_{BC}$ na vyhoření paliva - peletka $UO_2$ se všemi pokrytími (Zvýšení koncentrace boru) . . . . .	67
6.8	Závislost $\alpha_{BC}$ na vyhoření paliva - pokrytí M5 <sup>®</sup> se všemi peletkami (Zvýšení koncentrace boru) . . . . .	67
6.9	Závislost $\alpha_{TF}$ na vyhoření paliva - peletka $UO_2$ se všemi pokrytími (Zvýšení teploty paliva) . . . . .	68
6.10	Závislost $\alpha_{TF}$ na vyhoření paliva - pokrytí M5 <sup>®</sup> se všemi peletkami (Zvýšení teploty paliva) . . . . .	68
7.1	Schéma NuScale reaktoru . . . . .	72
7.2	Schéma NuScale reaktorové haly . . . . .	73
7.3	Schéma modelu AZ reaktoru NuScale . . . . .	73
7.4	Graf závislosti kritické koncentrace boru a $k_{ef}$ na vyhoření . . . . .	74
7.5	Graf závislosti koeficientu nevyrovnání výkonu $P_{xyz}$ na vyhoření . . . . .	75
7.6	Graf závislosti koeficientu nevyrovnání výkonu $P_{xy}$ na vyhoření . . . . .	76
7.7	Graf závislosti koeficientu nevyrovnání výkonu $P_z$ na vyhoření . . . . .	76
7.8	Polohy jednotlivých skupin regulačních tyčí v AZ reaktoru NuScale . . . . .	77

## Seznam tabulek

4.1	Příklady konvekčně používaných palivových pokrytí . . . . .	44
4.2	Porovnání tepelných vlastností palivových pokrytí Zircaloy-2 a APMT . . . . .	45
4.3	Příklady palivového pokrytí typu FeCrAl . . . . .	45
4.4	Příklady palivového pokrytí na bázi Mo . . . . .	47
4.5	Příklady SiCf/SiC palivového pokrytí . . . . .	48
4.6	Příklady modifikovaného Zr pokrytí . . . . .	49
4.7	Příklady ATF konceptů palivových peletek . . . . .	50
4.8	Příklady ATF materiálů pro regulační tyče . . . . .	51
5.1	Hodnoty rozměrů použité při termohydraulickém výpočtu . . . . .	53
5.2	Fyzikální parametry reaktoru NuScale . . . . .	53
5.3	Fyzikální parametry vody při teplotě 284 °C a tlaku 12,76 MPa . . . . .	56
5.4	Fyzikální parametry potřebné pro termohydraulický výpočet . . . . .	57
5.5	Průměrné a maximální teploty generované v analyzovaných palivových peletkách . . . . .	58
5.6	Teploty v daných místech palivového proutku . . . . .	58



6.1	Vybrané peletky a pokrytí pro neutronickou analýzu . . . . .	59
6.2	Parametry analyzovaných peletek a pokrytí . . . . .	60
6.3	Lineární hmotnosti a specifické výkony pro analyzované peletky . . . . .	61
6.4	Relativní změna $\overline{k_{\text{ef}}}$ vůči pokrytí M5 <sup>®</sup> (Nominální stav) . . . . .	64
6.5	Relativní změna $\alpha_{\text{T}^{\text{M}}}$ vůči pokrytí M5 <sup>®</sup> (Zvýšení teploty moderátoru) . . . . .	65
6.6	Relativní změna $\alpha_{\text{BC}}$ vůči pokrytí M5 <sup>®</sup> (Zvýšení koncentrace boru) . . . . .	67
6.7	Relativní změna $\alpha_{\text{T}^{\text{F}}}$ vůči pokrytí M5 <sup>®</sup> (Zvýšení teploty paliva) . . . . .	69
7.1	Základní charekteristiky NuScale SMR . . . . .	72
7.2	Váhy jednotlivých skupin regulačních tyčí pro analyzované koncepty . . . . .	77
7.3	Změna reaktivity při zvýšení výkonu rektoru o 1 % . . . . .	78
7.4	Změna reaktivity při nárůstu vstupní teploty moderátoru o 1 K . . . . .	79

# Úvod

V nynější době jsou počítačové simulace a výpočty nedílnou součástí jaderné energetiky. Při zavádění nových jaderných zařízení do provozu je zcela nezbytné provádět numerické výpočty, které poskytují primární zdroje informací o provozních charakteristikách daného zařízení. Výhodou těchto výpočtů je možnost počítačových simulací, bez nutnosti provádění drahých, a často velice technicky náročných, experimentů.

V mnoha případech je v rámci experimentu vytvořen značně zjednodušený fyzický model, na kterém jsou dále zkoumány jeho odezvy na změny provozních vlastností. Naopak při vytváření numerického modelu není zapotřebí drahého fyzického provedení. Numerická simulace dokáže poskytnout stejné spektrum informací potřebných k návrhu AZ.

Výpočty se provádějí jak z hlediska zvýšení bezpečnosti, tak z důvodu optimalizace jaderných zařízení. Analýzou těchto výpočtů vzniká nejen možnost připravovat palivové vsázky, ale i předpovídat změnu provozních vlastností v průběhu provozu reaktoru, což je nezbytné pro jeho bezpečné fungování.

Pro tyto potřeby existuje celá řada různých kódů lišících se provedením a časovou výpočetní náročností. Je-li požadován detailní výpočet, je očekávána dlouhá výpočetní časová náročnost a rostou tak požadavky na výpočetní systémy. Pokud je různými zjednodušeními model upraven, sníží se jeho časová náročnost i přesnost. Proto je třeba dávat velký důraz na výběr správného kódu pro účely konkrétních simulací.

Po jaderné havárii v JE Fukušima vznikla celosvětová iniciativa vyvíjet nová jaderná paliva, souhrnně nazývaná ATF, která by vynikala lepšími bezpečnostními parametry. Paliva ATF hrají významnou roli při zvyšování bezpečnosti klasických jaderných reaktorů. Chování a základní neutronicko-fyzikální charakteristiky malých aktivních zón s tímto palivem nebyly dosud detailněji studovány. Pro zjištění chování těchto paliv v malých AZ je v této práci provedena rešerše ATF konceptů, které by v budoucnu mohly sloužit jako palivo pro SMR. Tato paliva se liší termohydraulickými vlastnostmi palivové peletky i pokrytím palivového proutku, mírou obohacení paliva a v některých případech i použitím štěpného materiálu.

Na základě provedené rešerše bylo vybráno 6 konceptů palivových peletek a 6 různých pokrytí palivového proutku, které byly mezi sebou nakombinovány. Celkem tedy bylo analyzováno 36 různých kombinací. Pro tyto koncepty byl pomocí mikrokódu SCALE-TRITON proveden numerický výpočet vyhořívání paliva na modelu nekonečného palivového souboru. Tímto výpočtem byla získána data o změně nekonečného koeficientu násobení ( $k_\infty$ ) v závislosti na vyhoření paliva. Dále byly analyzovány zpětnovazební koeficienty reaktivity pro případ zvýšení teploty moderátoru, zvýšení koncentrace boru v moderátoru a zvýšení teploty paliva.

Pro vybrané kombinace palivových peletek a pokrytí byla v již existujícím modelu v makrokódu PARCS připravena jaderná data. S těmito daty byl proveden celozónový výpočet reaktoru NuScale. Na tomto celozónovém modelu byly analyzovány základní provozní charakteristiky reaktoru (kritická koncentrace boru, rozložení výkonu v AZ, váhy skupin regulačních tyčí a zpětnovazební koeficienty reaktivity) pro vybrané kombinace palivových peletek a pokrytí palivového proutku.

# Kapitola 1

## Teorie numerických simulací

Význam numerických simulací je pro dnešní jaderný průmysl zcela zásadní. Jejich smyslem je poskytnout informace o fyzikálních veličinách a parametrech, které jsou důležité z hlediska provozu jaderného reaktoru. Mezi ty nejdůležitější fyzikální veličiny, které jsou pro celozónové výpočty zásadní, se řadí:

- kritičnost,
- rozložení výkonu v aktivní zóně JR,
- zpětnovazební koeficienty reaktivity,
- kinetické parametry,
- váha regulačních orgánů.

Každá numerická simulace je charakterizována výpočetním kódem. Výpočetních kódů existuje velké množství s různým typem využití. Jaderné výpočetní kódy lze rozdělit do dvou velkých skupin. Podle toho, jakým způsobem dochází k získávání dat o pohybu a interakci neutronů, dělíme výpočetní kódy na **deterministické** a **stochastické**. V následujících kapitolách jsou popsány oba typy těchto kódů, ačkoliv tato práce se hlouběji věnuje kódům deterministickým. Pomocí dvou vybraných typů deterministických kódů je vytvořena simulace chování pokročilých odolných paliv v aktivní zóně malého modulárního reaktoru.

U výpočetních kódů je nutností zajímat se o neurčitost, s jakou je daný výpočet prováděn. Je samozřejmé, že pokud by od stejného kódu byla požadována vyšší přesnost, tento výpočet potrvá delší dobu. Bohužel v praxi nelze, kvůli časové závislosti, požadovat nekonečnou správnost výsledku. Dokonce neexistuje teorie, která by plně popisovala reálnou situaci, vždy je potřeba přistupovat k určitým zjednodušením.

Míra neurčitostí se pro obě skupiny výpočetních kódů liší. Primární neurčitosti, jak pro stochastické tak deterministické kódy, jsou obsaženy v mikroskopických jaderných datech, které kód pro výpočet využívá.

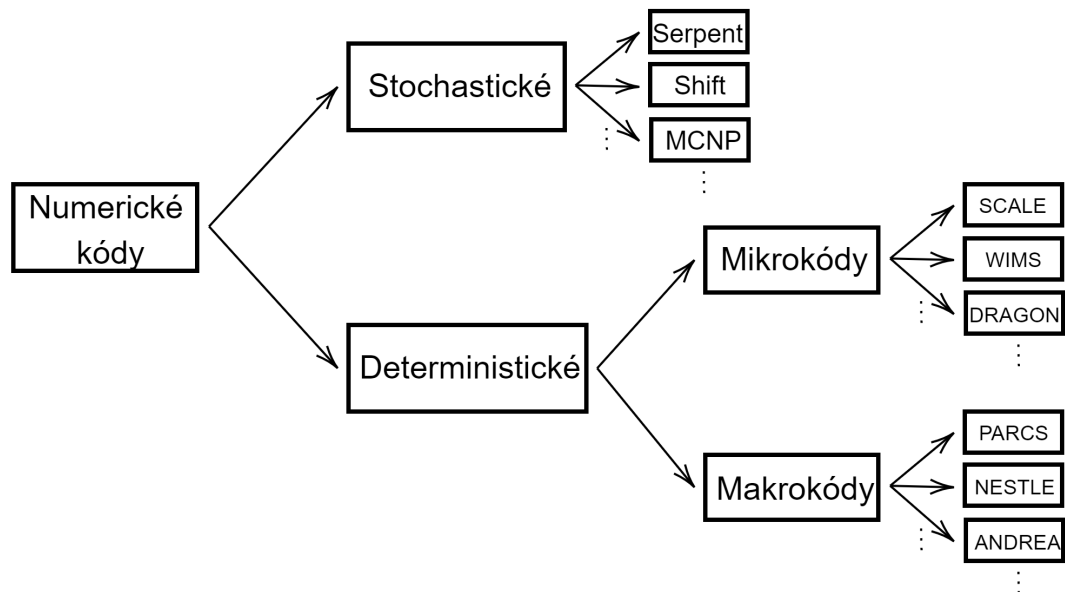
V případě stochastických kódů je snižování neurčitostí přímočaré. Prakticky se jedná o zvýšení počtu generovaných náhodných čísel, které ovšem vede k rostoucí

časové náročnosti. U těchto typů kódu je potřeba najít vhodný kompromis mezi mírou neurčitosti a časovou proveditelností výpočtu.

U deterministických kódů je situace odlišná. Z matematického hlediska počítá samotný kód s nulovými neurčitostmi. Do výpočtu jsou neurčitosti zaneseny vlivem řady zanedbání při přípravě jaderných dat, zjednodušením zkoumané geometrie a energetickým rozlišením.

Deterministické výpočetní kódy dělíme podle jejich účelu na deterministické mikrokódy (známé též pod anglickým názvem lattice kódy) a deterministické makrokódy (nazývané také jako nodální nebo diferenční kódy).

Mikro - i makrokódů existuje velká řada. Tato práce se zaměřuje na popis pouze vybraných druhů zmíněných deterministických kódů. Detailněji je popsán výpočetní balík SCALE-TRITON (zástupce mikrokódu) a makrokód PARCS. Oba tyto deterministické kódy jsou využity pro neutronické analýzy vybraných ATF paliv.



**Obrázek 1.1:** Rozdělení numerických kódů používaných pro výpočty jaderných reaktorů

## 1.1 Deterministické výpočetní kódy

Za deterministické výpočetní kódy je označována velká skupina numerických kódů, které využívají pro popis pohybu neutronů v AZ reaktoru známé rovnice. Těmito rovnicemi jsou výhradně difuzní a transportní rovnice, které jsou následně řešeny numerickými metodami.

### 1.1.1 Deterministické mikrokódy (lattice kódy)

Deterministické mikrokódy primárně slouží k přípravě makroskopických účinných průřezů, které hrají roli vstupních dat pro deterministické makrokódy a následný 3D model aktivní zóny. Dále lze využít deterministický mikrokód k provádění jednoduchých neutronických analýz v rámci palivového souboru, nebo skupiny palivových souborů.

Mikrokód je schopen provádět výpočty u menších prvků aktivní zóny, jako jsou například palivové soubory, palivové mříže, reflektor a další nepalivové elementy. [1]

Pro tyto homogenizované elementy je požadována znalost mikroskopických účinných průřezů, které jsou do mikrokódu vloženy prostřednictvím některé z knihoven jaderných dat, například knihovny JEFF nebo ENDF. Vždy záleží na typu použitého mikrokódu. [1–3]

Řešení rovnic probíhá pomocí mnohagrupového přiblížení v předem definovaném prostoru o daném objemu s parametry středovanými přes tento objem. Tyto prostory jsou obecně velmi malé (na úrovni milimetrů). Mikrokód počítá pouze s parametry (mikroskopickými účinnými průřezy) v tomto malém prostoru (čtverci).

## VÝPOČETNÍ BALÍK SCALE

Vývoj tohoto robustního výpočetního balíku, jehož počátky sahají až do roku 1969, je zajišťován výzkumným centrem Oak Ridge National Laboratory v USA. Od roku 1980 je tento software využíván výzkumnými a dozornými jadernými institucemi po celém světě ke zkoumání bezpečnostních a provozních charakteristik jaderných reaktorů. [4]

Celý balík je složen z množství menších sekvencí, které se zaměřují na výpočty různých fyzikálních dějů odehrávajících se v JR. Jedná se například o 2D výpočty citlivostních analýz (TSUNAMI), vyhořívání paliva (ORIGEN), radioaktivních přeměn (ORIGAMI), transportu neutronů (Polaris a TRITON) a dalších. [4, 5]

Balík SCALE je primárně vnímán jako deterministický kód, ale existují například i sekvence KENO-VI a Shift, které jsou založeny na stochastickém přístupu výpočtu. Zejména KENO-VI je často využíván ke srovnání vlivu zjednodušení geometrie, které je prováděno v rámci deterministických kódů. [4]

Tato práce se bude detailněji zabývat sekvencemi TRITON a Polaris, které jsou primárně určeny pro deterministické výpočty transportu neutronů. [5]

**Polaris** je z obou zmíněných mladší výpočetní sekvence, k jejímu prvnímu vydání došlo koncem roku 2014. Výpočet probíhá pomocí metody charakteristik, díky které je podstatně rychlejší než TRITON. Další výhodou je značně jednodušší příprava vstupního souboru. Pro výpočetní simulaci je množství parametrů přednastaveno, což dělá celou sekvenci uživatelsky přívětivější a snadnější na použití. Tyto

parametry jsou optimalizovány zejména pro lehkovodní reaktory. Nevýhodou zůstává prozatím (ve verzi 6.2.4) možnost modelovat pouze čtvercové geometrie uspořádání palivových souborů. [5, 6]

**TRITON** je starší kód, jehož používání vyžaduje již předešlé zkušenosti s neutronickými simulacemi pomocí deterministických kódů. Primární funkcí kódu je simulace časově závislého vývoje nuklidů v reaktorovém systému prostřednictvím vícegrupových transportních výpočtů. Před každým dílčím výpočtem se spustí modul XSProc, který počítá vícegrupovové mikroskopické účinné průřezy pro každý uživatelem určený materiál. [5]

TRITON poskytuje maximální flexibilitu modelování, podporuje celou řadu možností zpracování mikroskopických účinných průřezů v XSProc. Pro provádění výpočtů je potřeba připravit vstupní soubor obsahující data plně specifikující analyzovaný model. Z tohoto důvodu je sice výpočet složitější a časově náročnější, na druhou stranu je kód schopen modelovat, až na pár výjimek, libovolně složitě 2D problémy. Jednou z těchto výjimek je například válec, který je aproximován pomocí velkého množství mnohoúhelníků. [5], [6]

Výpočetní kód SCALE-TRITON byl použit pro neutronickou analýzu kandidátů ATF paliv na modelu nekonečného palivového souboru.

### 1.1.2 Deterministické makrokódy

Makrokódy slouží především k simulacím zjednodušených geometrií v rámci celozónových 3D modelů aktivní zóny. Deterministický makrokód lze propojit s termomechanickým, nebo termohydraulickým kódem, díky čemu lze získat neutronické i termohydraulické (termomechanické) informace o počítaném modelu.

Do makrokódu je potřeba zadat mikrokódem napočítané makroskopické účinné průřezy a další vstupní data, které ovlivňují výpočet. V prostředí makrokódu je vytvořen model AZ, na kterém lze provádět širokou škálu výpočetních analýz.

Tyto výpočty trvají, s využitím dnešních počítačů, maximálně v řádu desítek minut. Časově náročný je proces přípravy knihoven makroskopických jaderných dat, který obvykle trvá i několik dní.

Pro podrobný popis aktivní zóny JR je zásadní správně popsat palivové i nepalivové elementy pomocí jaderných dat, definovat jejich geometrie a pozice v AZ.

## VÝPOČETNÍ BALÍK PARCS

Makrokód PARCS je výpočetní kód sloužící k provádění 3D celozónových výpočtů aktivní zóny. Kód je založen na řešení časově závislé vícegrupové difuzní rovnice, nebo transportní rovnice nižšího řádu pro kartézskou nebo hexagonální geometrii paliva. [7]

Tento kód slouží zejména k výpočtům PWR a BWR reaktorů. PARCS dokáže počítat kritičnost reaktoru, 3D rozložení výkonu v AZ, rozložení výkonu v jednotlivých palivových souborech a další neutronické i termohydraulické veličiny. Výkony palivových souborů jsou počítány vždy v rámci daného výpočtu. Pro zjištění výkonu palivových proutků je potřeba provést rekonstrukci hustoty toku neutronů. [8], [9]

Hlavní výhodou kódu PARCS je možnost propojení s dalšími, například termohydraulickými, nebo termomechanickými kódy. Díky tomu lze získat nejen neutronické charakteristiky modelu, ale například i teplotní a tlakové pole v AZ jaderného reaktoru. Pro PWR reaktory lze využít modul Mass-Energy solver, který je založen na jednofázových termohydraulických (T/H) výpočtech. Pro modelování BWR reaktorů, kde je zapotřebí dvoufázový T/H výpočet, existuje externí modulu PATHS. Pro případy, které vyžadují sofistikovanější T/H modelování, lze PARCS propojit s externím T/H kódem, jako je například TRACE nebo RELAP5. [7]

Výpočetní balík PARCS byl použit pro analýzu základních provozních charakteristik SMR od společnosti NuScale Power.

## 1.2 Stochastické výpočetní kódy

Stochastické výpočetní kódy nevyužívají pro výpočet transportu neutronů rovnice sloužící pro popis interakcí s látkou a prostředím, jako tomu je u deterministických kódů. Fungování stochastického výpočtu plyne z generování pseudo-náhodných čísel využitím metody Monte Carlo. [10]

Tato čísla simulují tzv. náhodné procházky částic a slouží k možnosti pravděpodobnostního výběru energie neutronů, úhlu rozptylu, zachytu neutronů ve štěpném materiálu a moderátoru, a dalších parametrů. Generovaná čísla musí navíc přesně odpovídat statistickému rozdělení mikroskopických účinných průřezů všech materiálů obsažených v simulaci. Každý krok „náhodné procházky“ je přesně popsán příslušnou pravděpodobností dané reakce (rozptyl, štěpení, radiační zachyt atd.). Dostatečným počtem takto simulovaných čísel je poté stochastický kód schopen podávat informace o rozložení hustoty toku neutronů, kritičnosti reaktoru, počtu nově vznikajících/uniklých/absorbovaných neutronů a dalších fyzikálních parametrech.

Díky této metodě není třeba, aby stochastický kód přistupoval k zjednodušením, které jsou třeba provádět u deterministických kódů. U stochastických kódů lze počítat reálné geometrie se vstupními daty, které jsou spojitě závislé na energiích neutronů. [10]

Výpočty nejsou zatíženy systematickými neurčitostmi, zanedbáním fyzikálních dějů a jejich špatnou interpretací. Neurčitost výpočtu je dána matematickým modelem. Tuto neurčitost lze snížit počtem generovaných čísel.<sup>1</sup>

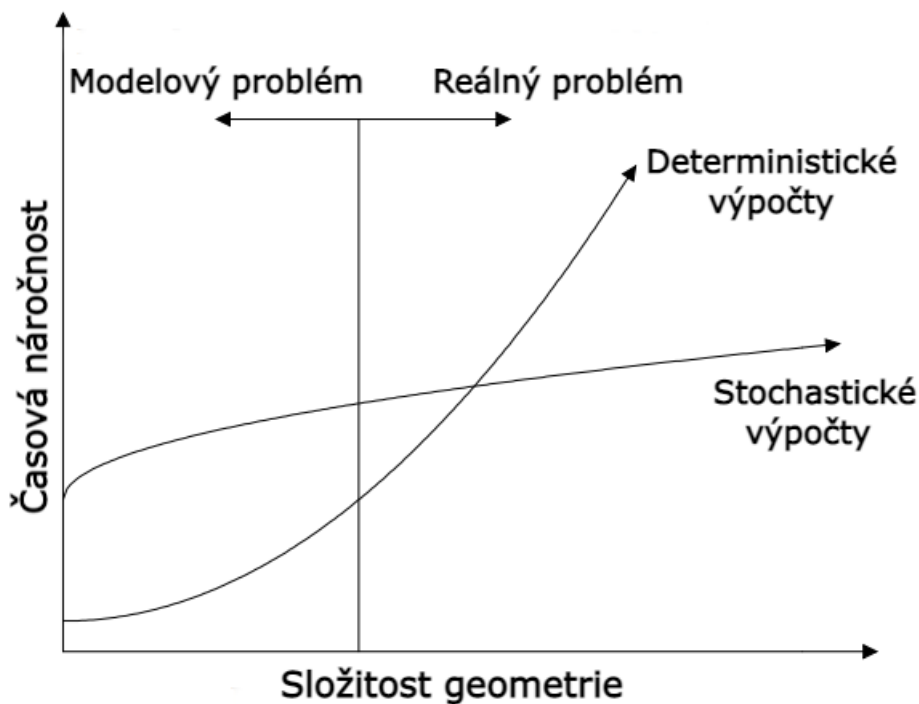
---

<sup>1</sup>Neurčitost klesá s odmocninou počtu generovaných čísel.



Podstatný vliv na neurčitosti, který nelze odstranit, mají vstupní mikroskopická data. S tímto vlivem je potřeba počítat i u deterministických výpočtů.

Na Obrázku 1.2 je znázorněna závislost časové náročnosti výpočtu na složitosti geometrie pro oba typy numerických kódů.



**Obrázek 1.2:** Srovnání výpočetní náročnosti numerických kódů [11] (modifikováno)

Do určité hranice složitosti geometrie je z hlediska úspory času výhodnější využít deterministický mikrokód, který je schopen rychle podávat informace o počítaném problému. S přibližováním se reálnému problému roste jednak složitost deterministického mikrokódu, jednak významným způsobem jeho časová náročnost. U stochastických kódů je pozorován pozvolný růst této funkce. V budoucnu lze očekávat, že s rozvojem výpočetních kapacit se bude stále častěji přistupovat k stochastickým formám výpočtů.

### 1.3 Celozónové výpočty

Celozónové výpočty jsou pro jaderné reaktory prováděny z nutnosti dodání bezpečnostních zpráv, které jsou nedílnou součástí provozu každého jaderného zařízení. Dalším využitím jsou výpočty pro optimalizaci vsázek, sloužící k docílení efektivního rozložení výkonu v AZ a zlepšení celkové ekonomie provozu.

Vzhledem k časové náročnosti se pro řešení základních celozónových výpočtů používají méně náročné deterministické makrokódy. Kvůli nedostatečné výpočetní

kapacitě dnešních počítačů je nutné přistoupit k různým zjednodušením. Zjednodušení se provádí zejména pro deterministické kódy následujícími způsoby:

- zjednodušení geometrie zkoumaného problému,
- rozdělení neutronů do energetických grup,
- homogenizace účinných průřezů (makroskopické účinné průřezy, předem napočítané deterministickým mikrokódem, jsou uvažovány konstantní uvnitř dílčího elementu).

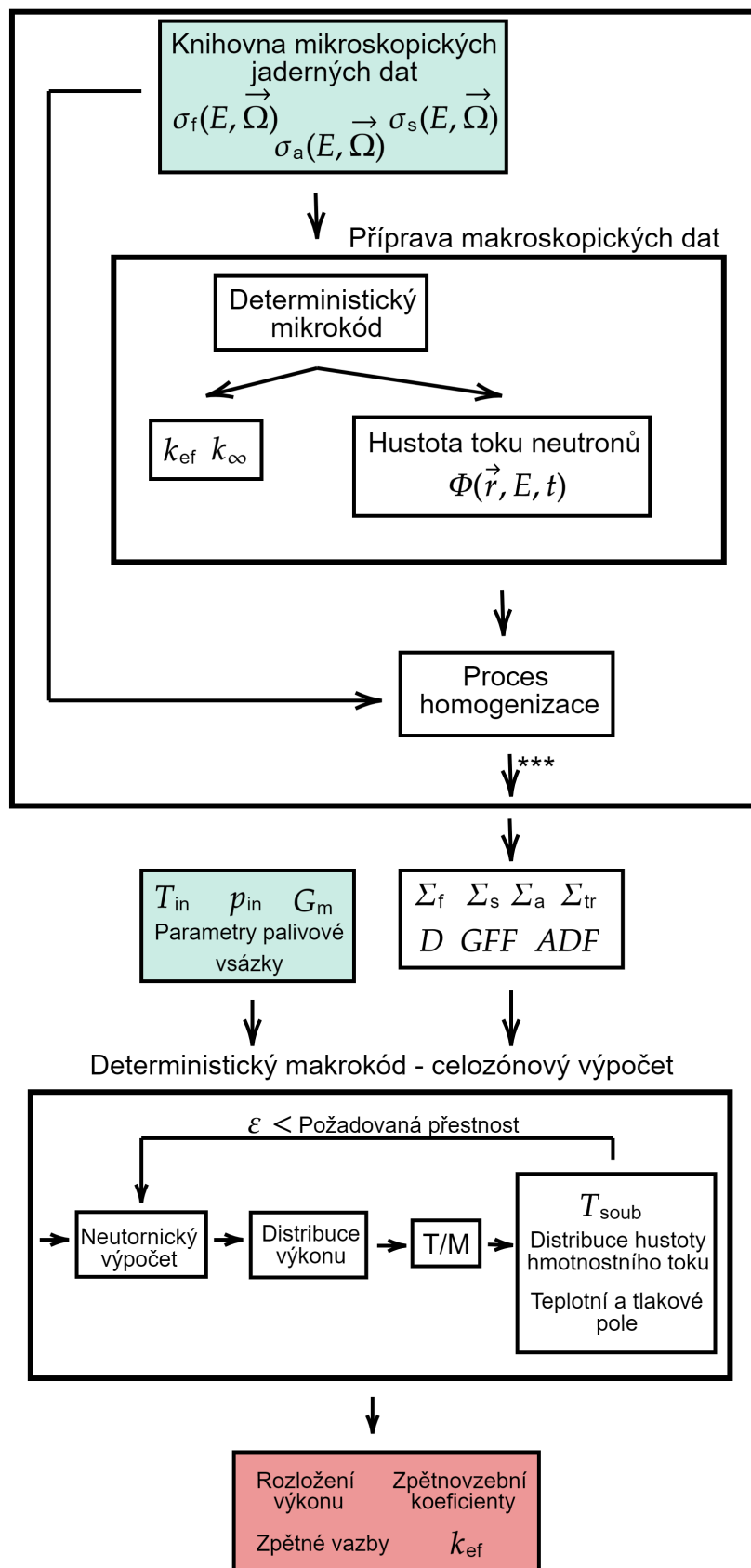
Vzhledem k zmíněným zjednodušením, které významným způsobem snižují dobu trvání výpočtu, je možnost pro účely získání většího záběru informací propojit deterministický výpočetní kód s dalšími, například termomechanickými, či termo-hydraulickými kódy.

K nejdůležitějším fyzikálním veličinám, počítaným pomocí makrokódů, patří rozložení výkonu v AZ, díky kterému je možné optimalizovat palivové vsázky. Dále koeficient násobení  $k_{\text{ef}}$ , který udává poměr neutronů ve dvou po sobě jdoucích neutronových generacích. V neposlední řadě výpočet kritické koncentrace boru a nalezení kritické polohy regulačních tyčí.

Výpočetní kódy neslouží pouze pro výpočty dlouhodobé kinetiky, ale také na výpočty střednědobé (xenonové oscilace, xenonových koncentrací, atd.), či krátkodobé kinetiky (výpočty rychlých přechodových procesů, roztržení potrubí PO, neřízené vysouvání regulačních orgánů, atd.)

Na Obrázku 1.3 je znázorněno schéma celého procesu přípravy modelu celozónového výpočtu pomocí deterministického kódu.

Proces přípravy jaderných dat



\*\*\* Po procesu homogenizace vznikne nová knihovna, která obsahuje data pro různé vyhořivací kroky, různé teploty paliva a moderátoru, míru koncentrace kys. borité a dalších.

**Obrázek 1.3:** Schéma výpočetního cyklu deterministického celozónového výpočtu a přípravy makroskopických dat

# Kapitola 2

## Příprava dat pro celozónové deterministické výpočty

Souvislost mezi numerickým modelem a reálným fyzikálním systémem zajišťují jaderná data. V případě celozónových výpočtů s využitím deterministického přístupu je potřeba velkého množství těchto vstupních dat ve formě makroskopických účinných průřezů, ADF a GFF faktorů. Všechna tato data musí být předem připravena (napočítána) příslušným mikrokódem. Pro přípravu celozónového modelu jsou potřeba geometrické (rozměry paliva, rozteč paliva, počet palivových souborů, atd.) a provozní charakteristiky (obohacení paliva, předpokládané provozní stavy, vstupní teplota moderátoru, atd.).

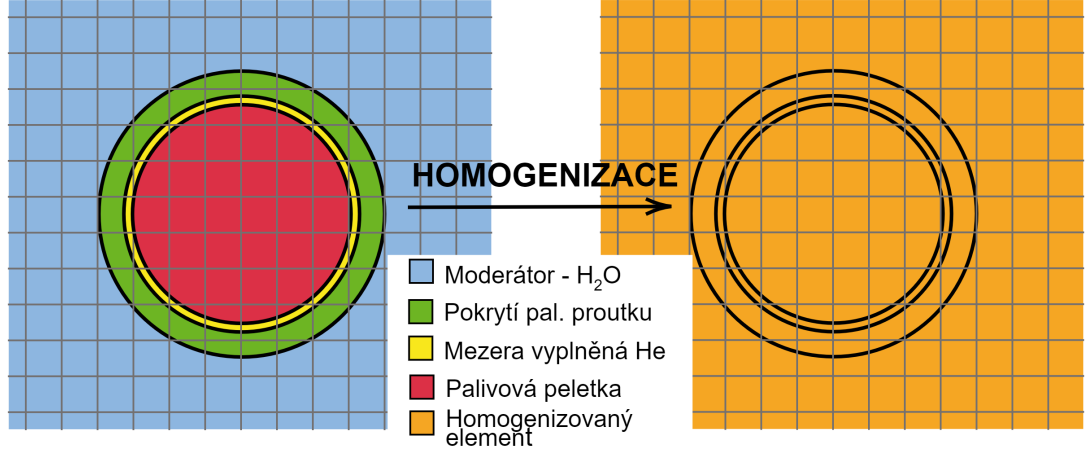
V dalším textu bude detailněji popsán proces přípravy knihoven makroskopických účinných průřezů a veličin potřebných pro provádění celozónových výpočtů.

Deterministické výpočetní kódy používají určité osvědčené procesy k zjednodušení zkoumaného problému. Tato zjednodušení se týkají sloučení jednotlivých elementů AZ do tzv. homogenizovaných částí. Dále se přistupuje k tzv. parametrizaci, díky které se výrazným způsobem zjednodušují výpočty pro různé provozní stavy reaktoru. V neposlední řadě se přistupuje k tzv. kondenzaci, která seskupí energie neutronů do konečně-malého počtu energetických grup.

### 2.1 Proces homogenizace

Tento způsob zjednodušování přípravy makroskopických dat spočívá ve sloučení všech fyzikálních parametrů v dané části (palivového, či nepalivového elementu) AZ do jedné homogenní směsi plně popisující daný element. Na Obrázku 2.1 je zobrazen jednoduchý proces homogenizace na příkladě palivového proutku.

Proutek se standardně skládá z palivových peletek, mezery vyplněné heliem a palivového pokrytí. Jednotlivé proutky jsou usazeny v palivovém souboru, kterým protéká chladivo/moderátor. [12], [13]



**Obrázek 2.1:** Proces homogenizace - středování makroskopických účinných průřezů

Homogenizace XS se provádí metodou FWV (Flux - Weighted Volume), která je v obecném případě, tedy při uvažování spojitého spektra energie, popsána rovnicí:

$$\Sigma_{V,r,g \in \Delta E} = \frac{\int_V \int_{\Delta E} \Phi(E, \vec{r}) \sum_{i=1}^n \sigma_{i,r}(E, \vec{r}) N_i(\vec{r}) dE d\vec{r}}{\int_V \int_{\Delta E} \Phi(E, \vec{r}) dE d\vec{r}}, \quad (2.1)$$

kde  $\Sigma$  značí makroskopický účinný průřez a spodní indexy jsou popořadě  $V$  objem regionu,  $r$  příslušnou reakci a  $g$  energetickou grupu v intervalu  $\Delta E$ ,  $\Phi(E, \vec{r})$  je hustota toku neutronů s energií  $E$  v daném místě  $\vec{r}$ ,  $\sigma_{i,r}(E, \vec{r})$  je mikroskopický účinný průřez příslušný  $i$ -tému nuklidu a reakci  $r$  s energií  $E$  a v místě  $\vec{r}$  a  $N_i(\vec{r})$  značí atomovou hustotu  $i$ -tého nuklidu v místě  $\vec{r}$ . Ve většině případů není uvažována spojitá energie neutronů, ale pouze několik energetických grup. Poté je integrál nahrazen konečnou sumou. [12, 14, 15]

Metoda FWV nedokáže homogenizovat všechna makroskopická data, která využívá makrokód jako vstupní veličiny. Jedná se například o ADF faktory a makroskopické účinné průřezy pro transport. Obě tyto veličiny jsou pro deterministický makrokód a celý výpočet důležité a musí tedy být připraveny jinými způsoby.

Na výpočet makroskopického účinného průřezu pro transport, který má vliv na hodnotu difuzního koeficientu (viz rovnice (3.2)), se v případě deterministických kódů používají tzv. outflow resp. rigoróznější inflow korekční metody. Tyto metody jsou popsány rovnicemi (2.2) resp. (2.3). [14], [16]

$$\Sigma_{tr,g} = \Sigma_{t,g} - \sum_h \Sigma_{s,g \rightarrow h}^1, \quad (2.2)$$

$$\Sigma_{tr,g} = \Sigma_{t,g} - \frac{\sum_{h=1} \Sigma_{s,g \rightarrow h}^1 \Phi_h^1}{\Phi_h^1}, \quad (2.3)$$

kde  $\Sigma_{tr,g}$  je XS pro transport neutronů v energetické grupě  $g$ ,  $\Sigma_{t,g}$  je totální XS v energetické grupě  $g$ ,  $\sum_{h=1} \Sigma_{s,g \rightarrow h}^1$  označuje XS pro rozptyl z grupy  $g$  do grupy

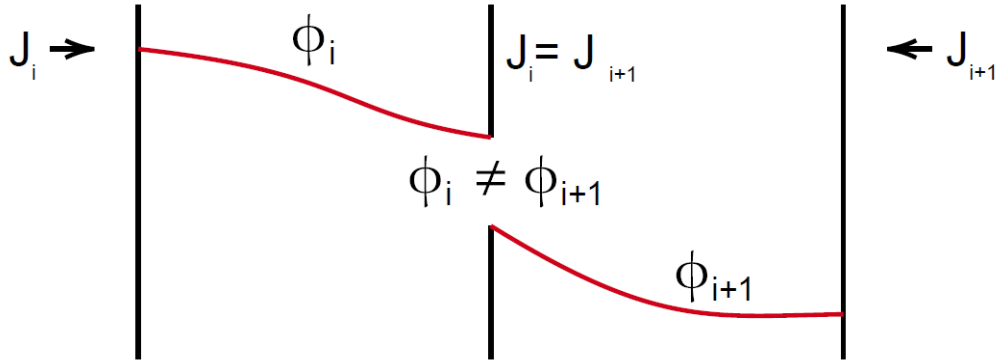
$h$  dle přiblížení  $P_1$  a  $\Phi_g^1$ , resp.  $\Phi_h^1$  je  $P_1$  moment hustoty toku neutronů.<sup>2</sup> [14]

Další důležitou veličinou, kterou nelze homogenizovat pomocí FWV metody, jsou ADF (Assembly Discontinuity Factors). Tyto faktory slouží k propojení dvou na sebe navazujících homogenizovaných prostředí a jsou také schopny do jisté míry opravit zanedbání, ke kterým dochází vlastní homogenizací v nekonečné mříži. ADF faktory jsou definovány jako [18]:

$$\text{ADF}_S = \frac{\Phi_S^{\text{het}}}{\Phi_S^{\text{hom}}}, \quad (2.4)$$

kde  $\Phi^{\text{het}}$  je heterogenní hustota toku neutronů na ploše  $S$  a  $\Phi_S^{\text{hom}}$  značí homogenní hustotu toku neutronů homogenizovaného elementu na ploše  $S$ .

Význam ADF je primárně v zachování spojitosti hustoty toku neutronů na rozhraní dvou homogenizovaných nodů. Hustota toku i hustota proudu neutronů jsou spojité funkce v celém zkoumaném objemu. Vlivem homogenizace a zjednodušeného řešení (např. pomocí Fickova zákona (3.1)), dochází ke skoku v hodnotě difuzního koeficientu, a proto nemůže být na rozhraní nodů zachována spojitost (viz Obrázek 2.2).

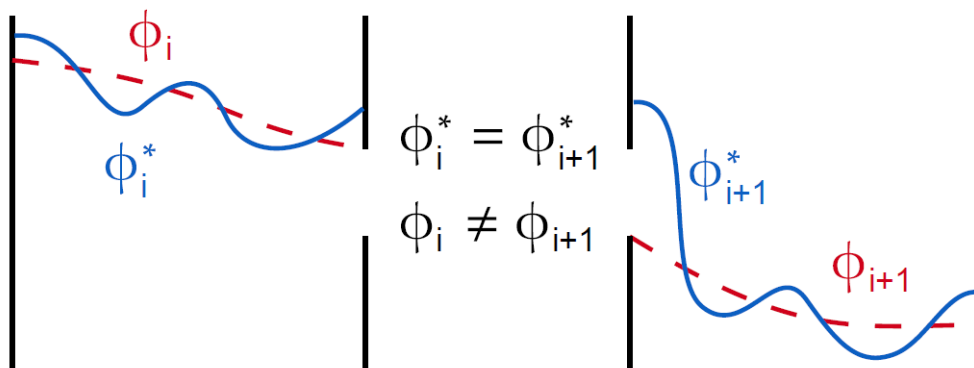


**Obrázek 2.2:** Nespojitost hustoty toku neutronů na rozhraní dvou nodů [18] (modifikováno)

Pro opravu této nespojitosti se použijí ADF faktory, které jsou schopny zespojitit hustotu toku neutronů na tomto rozhraní.

Na Obrázku 2.3 je znázorněn princip funkce ADF faktorů. Symboly  $\Phi_i^*$ , resp.  $\Phi_{i+1}^*$  značí hustoty toku neutronů, které již byly opraveny (zespojitény) pomocí ADF.

<sup>2</sup>Funkci a princip  $P_1$  přiblížení lze nalézt v publikaci [17].



**Obrázek 2.3:** Zespojitění hustoty toku neutronů na rozhraní dvou nodů využitím ADF [18] (modifikováno)

## 2.2 Proces parametrizace

Jaderný reaktor se může nacházet v různých stavech, z nichž každý tento stav je potřeba popsat konkrétní sadou makroskopických jaderných dat. Mezi typické stavy jaderného reaktoru lze řadit:

- odstavený reaktor,
- spouštění reaktoru,
- reaktor v kritickém stavu,
- havarijní stav reaktoru.

Pro deterministický kód se pro každý z těchto stavů připravuje originální sada makroskopických dat. Z výpočetních důvodů nelze připravit jaderná data spojitě závisující na teplotách, vyhořívání, hustotách atd. Proto jsou v mikrokódech definovány tzv. odskoky, které stanovují předem vybrané fyzikální stavy, ve kterých jsou poté napočítána makroskopická jaderná data. Proces přípravy dat pro různé provozní stavy, kroky vyhořívání paliva, polohy regulačních tyčí a dalších, je nazýván parametrizací. [19]

Způsob parametrizace závisí na typu reaktoru, jeho provozním stavu a na požadavcích daného makrokódu. Parametrizaci lze provádět například na základě následujících parametrů:

- výkonu reaktoru,
- vyhoření paliva,
- teploty chladiva resp. paliva,
- hustoty moderátoru,
- koncentrace boru v moderátoru,
- polohy regulačních tyčí.

Parametrizace je založena na různých typech funkcí, nejčastěji se jedná o použití lineárních, případně mocninných funkcí. Při využití těchto funkcí lze proces parametrizace popsat podle následující rovnice:<sup>3</sup>

$$\begin{aligned} \Sigma_{g,r}(T^M, T^F, \rho^M, BC, CR) = & \Sigma_{g,r}^{\text{REF}} + \frac{\partial \Sigma_{g,r}}{\partial T^M} \Delta T^M + \frac{\partial \Sigma_{g,r}}{\partial \sqrt{T^F}} \Delta \sqrt{T^F} + \\ & + \frac{\partial \Sigma_{g,r}}{\partial \rho^M} \Delta \rho^M + \frac{\partial \Sigma_{g,r}}{\partial BC} \Delta BC + \alpha \Delta \Sigma_{g,r}^{\text{CR}}, \end{aligned} \quad (2.5)$$

kde  $\Sigma_{g,r}(T^M, T^F, \rho^M, BC, CR)$  je XS pro konkrétní hodnoty parametrizace,  $\Sigma_{g,r}^{\text{REF}}$  je referenční XS pro výchozí parametry,  $T^M, T^F, \rho^M$  jsou postupně teplota moderátoru, teplota paliva a hustota moderátoru. BC značí míru koncentrace boru v moderátoru,  $\Delta T^M, \Delta T^F, \Delta \rho^M, \Delta BC$  značí postupně odchylky teploty moderátoru, teploty paliva, hustoty moderátoru a koncentrace boru od referenční hodnoty, koeficient  $\alpha$  charakterizuje zasunutí/vysunutí regulační tyče a  $\Delta \Sigma_{g,r}^{\text{CR}}$  udává změnu XS v případě zasunutí regulační tyče. [19]

Výstupem je soubor makroskopických dat, které ideálně vyhovují veškerým provozním stavům JR.

## 2.3 Proces kondenzace

Vlivem štěpné řetězové reakce se v jaderném reaktoru uvolňují neutrony se spojitým spektrem energií. Deterministický přístup výpočtu vyžaduje rozdělení tohoto spojitého spektra do konečně mnoha energetických grup, přičemž každá energetická grupa má pevně dané rozsahy energií.

Pro potřeby deterministických makrokódů se pro lehkovodní reaktory (LWR) přistupuje k rozdělení neutronů do dvou grup na tzv. tepelné (0 - 0,625) eV a rychlé neutrony (0,625 -  $\infty$ ) eV. Dále například pro množivé reaktory (FBR) je potřeba většího počtu, minimálně čtyř-grupového rozdělení.

Proces snižování počtu energetických grup se nazývá procesem kondenzace. Kondenzaci lze popsat vztahem (2.6). [20]

$$\Sigma_{r,g \in \Delta E} = \frac{\sum_{h=1}^N \Phi_{r,h} \Sigma_{r,h}}{\sum_{h=1}^N \Phi_{r,h}}, \quad (2.6)$$

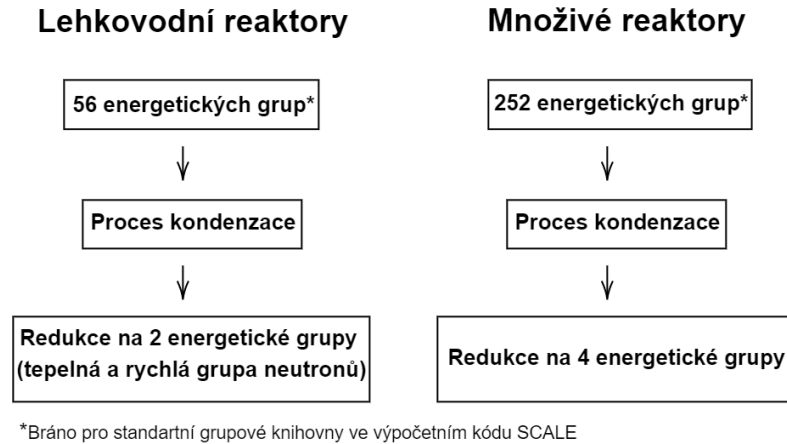
kde  $\Phi_{r,h}$  je hustota toku neutronů příslušná reakci  $r$  v energetické grupě  $h$ ,  $\Sigma_{r,h}$  je XS příslušný reakci  $r$  v energetické grupě  $h$  a  $N$  je počet energetických grup, které jsou kondenzovány do grupy  $g$ .

---

<sup>3</sup>Rovnice zahrnuje parametrizaci podle změny teploty moderátoru, teploty paliva, hustoty moderátoru, koncentrace boru v moderátoru a polohy regulačních tyčí. Daný odskok se běžně provádí změnou hodnoty jedné veličiny, proto často lze tento vztah přepsat do jednoduššího tvaru.



Existuje doporučené dělení energetického spektra do konečného počtu grup s danými rozsahy. Přehled těchto grup a rozsahů lze nalézt ve zdroji [21].



**Obrázek 2.4:** Schématické naznačení procesu kondenzace (snížení počtu energetických grup)

## 2.4 Příprava dat pro palivové a nepalivové elementy

Aktivní zónu jaderného reaktoru lze rozdělit na dvě základní části, část obsahující palivo a nepalivové části AZ. Pro potřeby deterministických makrokódů je nezbytné odlišovat mezi těmito dvěma elementy a použít rozdílné přístupy pro zjednodušení, které deterministický přístup výpočtu vyžaduje.

### 2.4.1 Palivové elementy

Mezi palivové elementy jsou řazeny palivové soubory, ve kterých jsou uloženy palivové proutky, obsahující palivové peletky nejčastěji ve formě málo obohaceného uranu. U jaderného paliva záleží především na jeho materiálovém složení a geometrii. Pro deterministický makrokód je důležité každý palivový element důkladně popsat následující sadou jaderných dat [22]:

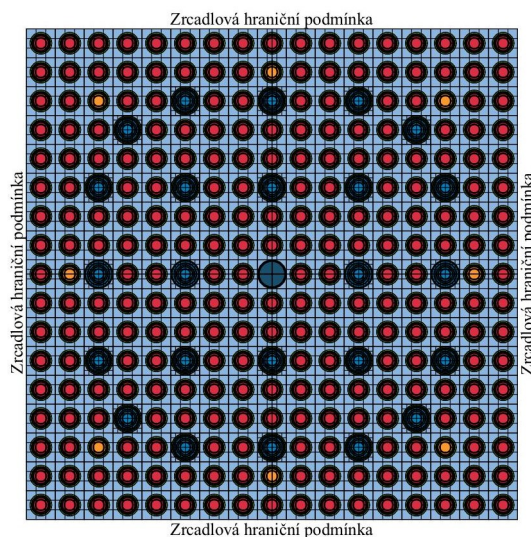
- $\Sigma_f$  (XS pro štěpení),
- $\Sigma_a$  (XS pro absorpci),
- $\nu$  (průměrný počet neutronů uvolněný ze štěpení),
- $\kappa$  (průměrná energie neutronů uvolněných ze štěpení),
- $\Sigma_s$  (XS pro rozptyl neutronů),
- $\Sigma_{tr}$  (XS pro transport neutronů),
- GFF faktory (popisují deformaci hustoty toku neutronů v palivovém souboru),
- ADF faktory (korigují spojitost hustoty toku neutronů a hustoty proudu neutronů na rozhraní dvou oddělených oblastí).

Dlouhodobě používaným přístupem pro přípravu makroskopických dat je způsob simulace palivového souboru v nekonečné mříži se zrcadlovými hraničními podmínkami. [23], [24]

Vlivem použití zrcadlových hraničních podmínek dochází k zanedbání určitých jevů, které probíhají v aktivní zóně. Tato zanedbání lze opravit aplikací pokročilejších metod homogenizace, jako například [22]:

- rehomogenizace (popis metody lze nalézt v publikacích [25], [13]),
- korekce úniku neutronů  $B_1$  metoda (podrobnější popis metody lze nalézt v knize [26]).

Korekce úniku neutronů ( $B_1$  metoda) opravuje zanedbání, které je způsobeno uvažováním nenulového úniku neutronů při přípravě makroskopických dat na modelu nekonečného palivového souboru se zrcadlovými hraničními podmínkami. Hlavní myšlenkou metody je najít vhodný geometrický faktor a tím i vhodná spektra neutronů pro přípravu XS. [20]



**Obrázek 2.5:** Model palivového souboru v nekonečné mříži se zrcadlovými hraničními podmínkami

## 2.4.2 Nepalivové elementy

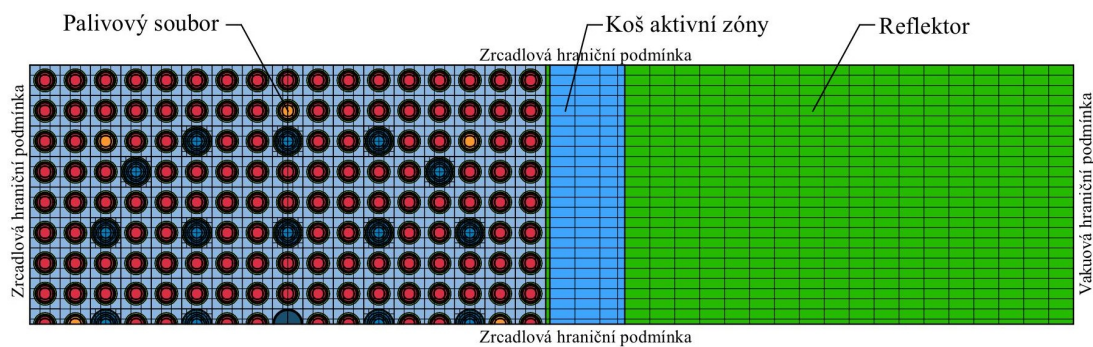
Za nepalivové elementy je považována oblast aktivní zóny, kde se nevyskytují palivové elementy. Jedná se například o reflektor obklopující AZ, vyplněný látkou s velkým  $\Sigma_s$ , pro snížení pravděpodobnosti úniku neutronů z aktivní zóny.

Kvůli absenci paliva je možné popsat nepalivové elementy menším počtem jaderných dat. Důležitými parametry nadále zůstávají  $D$ ,  $\Sigma_a$ ,  $\Sigma_s$  a ADF faktory. [22]

V praxi numerických výpočtů neexistuje ověřený ucelený způsob, jak provádět přípravu makroskopických dat pro nepalivové soubory. Kvůli absenci paliva není možné určit rozložení hustoty toku neutronů ani energetického spektra. Proto se

přístupuje k výpočtu přes takzvané „hnací“ palivové soubory, které svými vlastnostmi určí rozložení hustoty toku neutronů a energetické spektrum v nepalivových elementech. [22]

Ilustrace přípravy dat pro nepalivové elementy s využitím „hnacího“ palivového souboru je zobrazeno na Obrázku 2.6.



**Obrázek 2.6:** Ilustrace přípravy dat pro nepalivové elementy

# Kapitola 3

## Teorie transportu neutronů v jaderném reaktoru

V nejobecnějším případě slouží k vyřešení pohybu, neboli transportu neutronů na mikroskopické úrovni, transportní teorie. Transportní teorie je založena na Boltzmanově transportní rovnici.<sup>4</sup>

Pro tuto fyzikálně a matematicky složitou rovnici existují za příznivých podmínek numerická řešení s určitým řádem přesnosti. Analyticky lze tuto rovnici řešit pouze v případě různých zjednodušení (zjednodušená geometrie, snížená dimenzionalita, nebo stacionárnost problému).

Z hlediska pokročilosti transportní teorie bude v této práci blíže popsána pouze okrajově. Více informací o této teorii a Boltzmanově transportní rovnici a některých jejích zjednodušených řešeních lze nalézt v publikacích [27], [28].

### 3.1 Popis transportu neutronů v makrokódech

Při provádění celozónových výpočtů se přistupuje k různým zjednodušením popisu pohybu neutronů s využitím deterministického přístupu. Mezi nejpoužívanější metody popisu transportu neutronů jsou řazeny:

- difuzní přiblížení,
- přiblížení SP3 metodou.

V dalším textu budou obě zmíněné metody detailněji popsány.

---

<sup>4</sup>Slovo „nejobecnější“ není úplně správně použito, protože už samotná transportní rovnice je jistým zjednodušením, jelikož neuvažuje vnitřní struktury atomů, zanedbává relativistické vlivy a další. Nicméně tyto detaily jsou obsaženy v experimentálně stanovených mikroskopických účinných průřezích.

### 3.1.1 Difuzní přiblížení

Difuzní teorie, popisující (ve značně zjednodušené míře) transport neutronů v jaderném reaktoru, je odvozena na základě Fickova zákona a obecné rovnice kontinuity. Fickův zákon udává vztah mezi hustotou proudu a hustotou toku neutronů. Z fyzikálního hlediska Fickův zákon vyjadřuje šíření neutronů z oblasti s vyšší hustotou neutronů do oblasti s nižší hustotou neutronů, podle následující rovnice:

$$\vec{J} = -D\nabla\Phi, \quad (3.1)$$

kde  $\vec{J}$  značí hustotu proudu neutronů,  $\nabla$  je diferenciální operátor gradientu,  $\Phi$  označuje hustotu toku neutronů a  $D$  je difuzní koeficient. [29]

Je žádoucí, aby výsledné řešení difuzní rovnice co možná nejvíce odpovídalo skutečnosti, proto je difuzní koeficient  $D$  opravován na základě makroskopického účinného průřezu pro transport  $\Sigma_{tr}$  dle vztahu:

$$D = \frac{1}{3 \cdot \Sigma_{tr}}. \quad (3.2)$$

Difuzní teorie vychází z platnosti Fickova zákona. Pro odvození tohoto zákona jsou však použita jistá zjednodušení, která limitují použitelnost celé teorie. Předpoklady Fickova zákona a tedy i celé difuzní teorie **nejso** splněny [29]:

- v prostředí, které silně absorbuje neutrony,
- ve vzdálenosti menší než 3 střední volné dráhy pro transport od zdroje neutronů nebo od vnějších hranic difuzního prostředí,
- pokud je rozptyl neutronů v laboratorní soustavě silně anizotropní.

Difuzní rovnici lze vyjádřit ve tvaru rovnice (3.3) (jsou-li všechny neutrony shrnuty do jedné energetické grupy)<sup>5</sup>

$$D(\vec{r}, t) \Delta\Phi(\vec{r}, t) - \Sigma_a(\vec{r}, t) \Phi(\vec{r}, t) + s(\vec{r}, t) = \frac{1}{v} \frac{\partial\Phi(\vec{r}, t)}{\partial t}, \quad (3.3)$$

kde  $D(\vec{r}, t)$  je difuzní koeficient,  $\Delta$  značí Laplaceův diferenciální operátor,  $\Sigma_a(\vec{r}, t)$  je makroskopický účinný průřez pro absorpci v místě  $\vec{r}$  a čase  $t$ ,  $s$  symbolizuje zdroj neutronů v místě  $\vec{r}$  a čase  $t$ ,  $v$  je průměrná rychlost neutronů a počítanou veličinou je  $\Phi(\vec{r}, t)$  hustota toku neutronů v daném místě  $\vec{r}$  a čase  $t$ .

Rovnici (3.3) lze upravit vyjádřením zdrojového členu jako produkci neutronů ze štěpení a zavedením konstanty  $k$  (koeficient násobení) do stacionárního tvaru [30]:

$$D(\vec{r}, t) \Delta\Phi(\vec{r}) - \Sigma_a(\vec{r}) \Phi(\vec{r}) + \frac{1}{k} \nu(\vec{r}) \Sigma_f(\vec{r}) \Phi(\vec{r}) = 0. \quad (3.4)$$

<sup>5</sup>V obecné difuzní rovnici je každý její člen závislý na energii. Kompletní odvození obecné difuzní rovnice lze nalézt v knize [30].

### 3.1.2 SP<sub>n</sub> transportní přiblížení

Difuzní přiblížení popsané v předešlé podkapitole 3.1.1 je velmi účinný nástroj pro zjištění rozložení hustoty toku neutronů v homogenních systémech a zjednodušených geometriích. Nicméně pro heterogenní systémy a složitější geometrie je potřeba přistoupit k zjednodušenému řešení Boltzmannovy transportní rovnice (3.5) metodou SP<sub>n</sub>. [31]

Boltzmannovu transportní rovnici v diferenciálním tvaru lze vyjádřit jako [32]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)}{\partial t} = & -\vec{\Omega} \cdot \nabla \Phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) - \Sigma_t(\vec{r}, E, t) \Phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) + \\ & + \int_0^{+\infty} \int_{4\pi} \Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, t) \Phi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}', t) d\vec{\Omega}' dE' + \\ & + \frac{\chi(E)}{4\pi} \int_0^{+\infty} \nu(E') \Sigma_f(\vec{r}, E', t) \Phi(\vec{r}, E', t) dE' + s(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t), \end{aligned} \quad (3.5)$$

kde jednotlivé členy v rovnici (3.5) vyjadřují:

- $\vec{r}$  je polohový vektor,
- $t$  značí čas,
- $E$  udává energii neutronu před srážkou,
- $E'$  udává energii neutronu po srážce,
- $\Omega$  reprezentuje směr pohybu neutronu před srážkou,
- $\Omega'$  reprezentuje směr pohybu neutronu po srážce,
- $\chi(E)$  označuje spektrum neutronů ze štěpení,
- $n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$  vyjadřuje hustotu neutronů před srážkou,
- $\Phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$  je úhlová hustota toku neutronů,
- $\Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, t)$  je diferenciální XS pro rozptyl z energie  $E$  a směru  $\Omega$  do energie  $E'$  a směru  $\Omega'$ ,
- $\Sigma_t(\vec{r}, E, t)$  je totální XS,
- $\nu(E')$  je výtěžek neutronů ze štěpení,
- $\Sigma_f(\vec{r}, E', t)$  je XS pro štěpení,
- $s(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$  označuje vnější zdroj neutronů.

Metoda SP<sub>n</sub> (Simplified P<sub>n</sub> řešení) uvažuje vyšší momenty hustoty toku neutronů a podává tak oproti difuznímu přiblížení více informací o anizotropii rozptylu neutronů.

Metoda je založena na rozvoji jednotlivých členů Boltzmannovy transportní rovnice do Legendrových polynomů, rozdělení do jednotlivých energetických grup a zavedení speciálních přepisů.

Více informací o Boltzmanově transportní rovnici a metodě řešení SP $n$  lze nalézt v publikaci [33] nebo v knize [32].

## 3.2 Numerické řešení rovnic

Rovnice vyskytující se v teorii difuzního přiblížení a SP $n$  metodě je potřeba efektivně řešit numerickými metodami.

K nejčastějším numerickým přístupům řešení těchto rovnic patří:

- nodální metoda,
- metoda konečných prvků.

### 3.2.1 Nodální metoda

Nodální metoda je v dnešní době jednou z nejpoužívanějších deterministických metod pro numerické řešení celozónových výpočtů. Výhoda této metody je v rychlosti provádění výpočtů. Nodální metoda je založena na rozložení hustoty toku neutronů, jakožto funkce, do polynomiálních, případě hyperbolických funkcí v každém jednotlivém diskretizovaném objemu tzv. nodu. Propojení těchto nodů je provedeno na základě hraničních podmínek. [34], [35]

Pro názornost řešení rovnic nodální metodou je uveden příklad jednogrupové difuzní rovnice ve stacionárním tvaru (3.4), kterou lze zintegrovat přes konečný objem  $V_n$  (tzv. nod). Tvar rovnice, která je řešena pomocí nodální metody, může poté vypadat jako [30]:

$$\int_{S_n} D(\vec{r}) \nabla \Phi(\vec{r}) d\vec{s} - \int_{V_n} \Sigma_a(\vec{r}) \Phi(\vec{r}) d\vec{r} + \frac{1}{k} \int_{V_n} \nu(\vec{r}) \Sigma_f(\vec{r}) \Phi(\vec{r}) d\vec{r} = 0, \quad (3.6)$$

kde  $n = 1, \dots, N$  a na přepsání objemového integrálu u prvního členu na integrál přes plochu  $S_n$  byla využita Gaussova věta.

K správnému numerickému řešení je potřeba jednotlivé nody provázat hraničními podmínkami.

### 3.2.2 Metoda konečných prvků

Metoda konečných prvků (FEM - Finite Element Method) spočívá v rozdělení zkoumaného prostoru do konečně-objemných oblastí.

Diferenciální výrazy vyskytující se v řešených rovnicích je potřeba nahradit s využitím Taylorova rozvoje za výrazy diferenční. Tímto způsobem vzniká soustava algebraických rovnic, které lze přepsat do maticového tvaru. Vzniklá matice je tridiagonální řídká matice, a tedy snadno řešitelná numerickými metodami. [32], [36]

Příkladem nahrazení diferenciálního výrazu za diferenční je výraz (3.7), ve kterém byla nahrazena druhá derivace hustoty toku neutronu za diferenční výraz s chybou aproximace  $\mathcal{O}(h^2)$ . [32]

$$\frac{d^2\Phi(x)}{dx^2} = \frac{\Phi(x+h) - 2\Phi(x) + \Phi(x-h)}{h^2} + \mathcal{O}(h^2), \quad (3.7)$$

kde  $h$  je tzv. velikost kroku sítě.

Pro výpočet rovnic popisujících chování jaderných reaktorů je potřeba volit síť bodů relativně hustou a skutečnou velikost diskretizovaného elementu v řádu jednotek centimetrů. [32]



# Kapitola 4

## Jaderné palivo ATF

Hlavní prioritou jaderného zařízení je jeho bezpečný provoz. Z tohoto důvodu stále dochází k vývoji nových a pokročilejších bezpečnostních prvků, které ideálně snižují pravděpodobnost možné havárie na nulu. Za aktuální příklad zvyšování bezpečnosti lze považovat vývoj ATF paliv. Tato paliva by v budoucnu měla nahradit stávající jaderná paliva na bázi zirkoniového pokrytí palivových proutků a peletek ve formě oxidu uraničitého ( $\text{UO}_2 - \text{Zr}$ ). [37], [38]

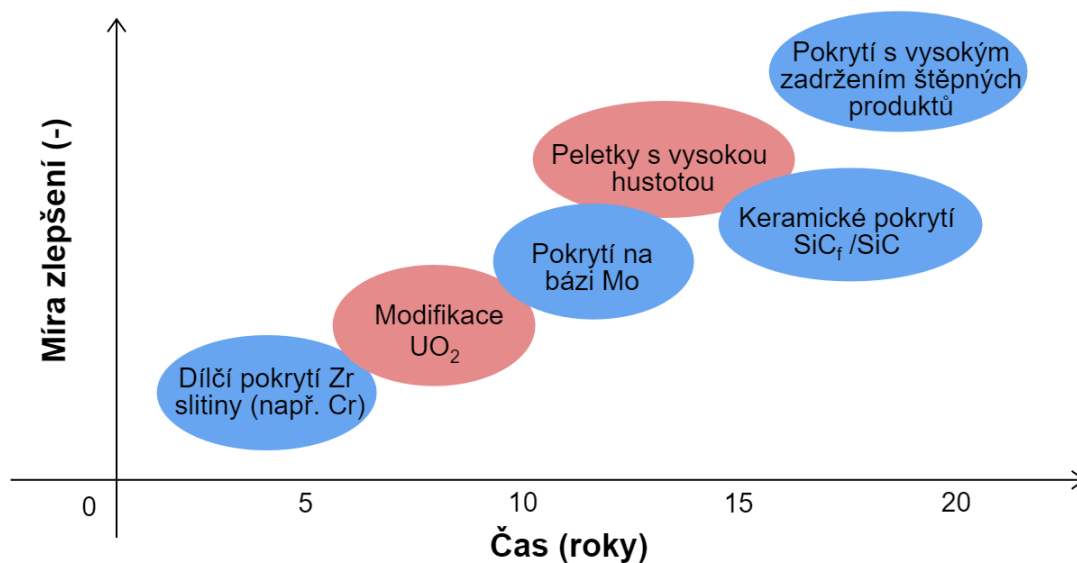
K zvýšené pozornosti o potřebu vývoje zmiňovaných ATF paliv došlo po těžké havárii v japonské jaderné elektrárně Fukušima I (11. 3. 2011), při které se zirkoniové pokrytí (primárně kvůli vysoké míře oxidace) ukázalo jako nedostačující.<sup>6</sup> V posledních letech byly díky celosvětové vědecké iniciativě navrženy desítky konceptů ATF paliv. Tyto koncepty je nutno před uvedením do běžného provozu důkladně otestovat pomocí experimentálních metod a numerických simulací.

Doposud prošlo již mnoho kandidátů na ATF paliva testováním a fází licencování, v rámci které musí nové koncepty projít další řadou schvalovacích procesů. Zavedení prvních ATF do běžného provozu JR lze (za předpokladu příznivých okolností) očekávat ve druhé polovině tohoto desetiletí (2025 - 2030). [40]

Předpokládané zavádění ATF konceptů do běžného provozu JR, společně s jejich mírou zlepšení oproti ( $\text{UO}_2 - \text{Zr}$ ) je uvedeno na Obrázku 4.1 (červenou barvou jsou označeny změny palivových peletek a modře změny pokrytí).

---

<sup>6</sup>Více informací o jaderné havárii ve Fukušimě I lze nalézt v knize [39].



**Obrázek 4.1:** Porovnání míry zlepšení základních ATF konceptů a jejich předpokládaného zavedení do běžného provozu [41] (modifikováno)

Accident Tollerant Fuel, přeloženo do češtiny jako paliva odolná proti nehodám, jsou definována podle NEA (Nuclear Energy Agency) jako: „*Jaderná paliva, která jsou schopna lépe snášet těžkou havárii v aktivní zóně reaktoru po dobu delší než stávající UO<sub>2</sub> – Zr slitiny, při zachování nebo zlepšení svého chování během běžného provozu a za přechodných provozních stavů.*“ [37].

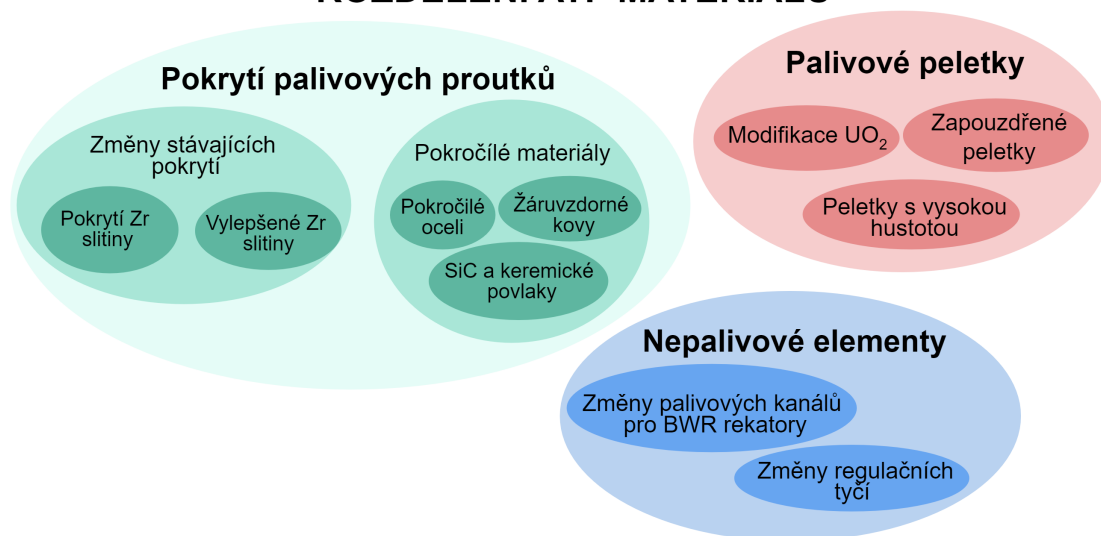
U většiny zkoumaných konceptů se ukázalo, že nezanedbatelným způsobem zvyšují nejen bezpečnostní, ale i provozní parametry jaderného reaktoru. Proto lze dnes v některých publikacích nalézt označení Advanced Technology Fuel, přeloženo jako technologicky pokročilé palivo. Mezi těmito rozdílnými označeními není potřeba nijak odlišovat, pouze záleží na preferenci autora. [42]

Zkoumané ATF materiály se dělí do tří základních skupin:

- pokrytí palivových proutků,
- palivové peletky,
- nepalivové elementy.

Tyto základní skupiny lze dále dělit do dílčích podskupin podle konkrétního přístupu a technologie výroby daného ATF konceptu (viz Obrázek 4.2).

## ROZDĚLENÍ ATF MATERIÁLŮ



Obrázek 4.2: Klasifikace základních ATF materiálových konceptů [40] (modifikováno)

Další text se podrobněji zabývá jednotlivými koncepty ATF materiálů a popisuje jejich výhody oproti konvenčně používanému palivu v lehkovodních reaktorech ve formě  $UO_2 - Zr$ .

### 4.1 Koncepty ATF pokrytí palivových proutků

Pokrytí palivových proutků je nezbytnou součástí jaderného paliva. Hlavními požadavky pokrytí jsou [37]:

- Omezit šíření štěpného materiálu, pevných a plyných štěpných produktů v rámci palivové tyče, aniž by kontaminovaly moderátor.
- Umožnit efektivní sdílení tepla z paliva do chladiva reaktoru.

Pro splnění těchto dvou požadavků je třeba, aby (v ideálním případě) pokrytí mělo určité vlastnosti a vykazovalo specifické chování [37]:

- jednoduchost výroby,
- dobré korozivzdorné vlastnosti,
- chemická kompatibilita s ostatními prvky v AZ,
- vhodné vlastnosti při dlouhodobém ozařování ionizujícím zářením,
- ideální pro transport, následné dlouhodobé skladování a případnou možnost přepracování paliva.

V současnosti jsou ve všech provozovaných lehkovodních reaktorech používány jako pokrytí paliva slitiny na bázi zirkonia. Tyto slitiny byly v minulosti vybrány primárně kvůli nízkému XS pro absorpci tepelných neutronů, odolnosti vůči korozi

a dobrým termohydraulickým vlastnostem. Pokrytí bylo v průběhu let mnohokrát upravováno, ale převažující složkou vždy bylo zirkonium. V Tabulce 4.1 jsou uvedeny některé z běžně používaných palivových pokrytí s hmotnostními zlomky jednotlivých prvků a hustotou celé směsi. [43]

**Tabulka 4.1:** Příklady konvekčně používaných palivových pokrytí [44]

Typ pokrytí	Hmotnostní zlomky jednotlivých prvků (%)							$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )
	Sn	Nb	Fe	Cr	Ni	O	Zr	
<b>Zircaloy-2</b>	1,5	-	0,15	0,1	0,05	0,10	Bal.	6,56
<b>Zircaloy-4</b>	1,5	-	0,20	0,1	-	-	Bal.	6,56
<b>ZIRLO™</b>	1,0	1,0	0,10	-	-	0,10	Bal.	6,55
<b>M5<sup>®</sup></b>	-	1,0	-	-	-	0,14	Bal.	6,54
<b>E365</b>	1,2	1,0	0,35	-	-	-	Bal.	6,58

Následující text se zabývá nejpravděpodobnějšími kandidáty ATF pokrytí palivových proutků. Všechna zmíněná pokrytí jsou porovnána nejen s zirkoniovým pokrytím, ale i mezi sebou. Aby bylo možné porovnání provádět, je nutné stanovit fyzikální veličiny, na základě kterých bude provedeno. [37]

Pro účely této práce byly vybrány následující veličiny, které charakterizují vlastnosti palivového pokrytí:

- součinitel tepelné vodivosti -  $\lambda$  (W m<sup>-1</sup>K<sup>-1</sup>),
- měrná tepelná kapacita -  $c$  (J kg<sup>-1</sup>K<sup>-1</sup>),
- teplota tavení -  $T_t$  (K),
- součinitel teplotní objemové roztažnosti -  $\beta$  (K<sup>-1</sup>),
- XS pro absorpci tepelných neutronů<sup>7</sup> -  $\Sigma_a$  (cm<sup>-1</sup>).

Některé ATF koncepty počítají s úplným nahrazením zirkoniového pokrytí, jiné naopak s nanesením přídavné vrstvy pokrytí. V takovém případě je nutno znát fyzikální veličiny pro jednotlivé vrstvy a případně i tloušťky daných vrstev.

## FeCrAl

Pokrytí palivového proutku slitinou železa, chromu a hliníku se v mnoha ohledech jeví jako výborná náhrada za stávající zirkoniové pokrytí. Toto pokrytí lze použít jako dílčí pokrytí zirkonia, nebo se počítá s úplným nahrazením zirkoniového pokrytí. [37], [45]

Výběr tohoto pokrytí jako ATF materiálu je založen na výborné odolnosti vůči oxidaci až do teplot vodní páry dosahující 1475 °C. Tato odolnost je způsobena vznikem alfa fáze oxidu hlinitého ( $\alpha$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) při 900 °C a je velmi důležitá z hlediska

<sup>7</sup>Hustota pokrytí palivového proutku je přímo úměrná hodnotě makroskopického účinného průřezu, proto není potřeba ji samostatně specifikovat.

snížení produkce vodíku při jaderné havárii. Rychlost oxidace je přibližně 1000 krát pomalejší než u Zr-pokrytí. [37, 41, 46]

Další hlavní výhodou FeCrAl pokrytí je jeho snadná a ekonomicky přijatelná výroba, která je založena na podobných výrobních procesech jako stávající zirkoniové pokrytí. Dále pro toto pokrytí není potřeba měnit konvenčně používané palivové peletky. Palivové peletky (UO<sub>2</sub> s obohacením do 5 %) jsou plně kompatibilní s FeCrAl pokrytím. [46], [37]

Porovnání základních tepelných vlastností pokrytí APMT (zástupce FeCrAl) s Zircaloy-2 je uvedeno v Tabulce 4.2. K povšimnutí je zhruba o 350 K nižší teplota tavení APMT pokrytí. Tento, na první pohled významný, rozdíl je ve výsledném porovnávání nedůležitý, protože u zirkoniových pokrytí dochází k rapidnímu nárůstu oxidace již okolo 1150 K [37], [47]

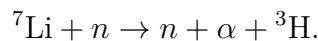
**Tabulka 4.2:** Porovnání tepelných vlastností palivových pokrytí Zircaloy-2 a APMT [37]

Typ pokrytí	$\lambda$ (W m <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )	$c$ (kJ kg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )	$T_t$ (K)
<b>Zircaloy-2</b>	14,5 -14,2 (25 - 425) °C	0,285-0,368 (25 - 700) °C	2122
<b>APMT</b>	11-21 (50 - 600) °C	0,48-0,71 (20 - 600) °C	1773

Použití FeCrAl pokrytí ovšem přináší i své problémy, které je třeba do jisté míry omezit, nebo jiným způsobem zajistit jejich kompenzaci. Těmito problémy jsou [37]:

- vyšší XS pro absorpci tepelných neutronů v porovnání s Zr-pokrytím,
- zvýšení produkce tricia do chladiva.

Vyšší absorpci tepelných neutronů lze kompenzovat snížením tloušťky pokrytí, nebo zvýšením obohacení UO<sub>2</sub> peletek. Tricium může v JR vznikat dvěma způsoby. Záchytem neutronu na <sup>10</sup>B vzniká <sup>7</sup>Li, ze kterého vzniká tricium dle reakce:



Druhou možností je přímo záchyt neutronu na <sup>10</sup>B při vzniku <sup>8</sup>B a <sup>3</sup>H. Popisem nežádoucího úniku tricia u pokrytí FeCrAl se zabývá publikace [48].

V Tabulce 4.3 jsou uvedeny příklady některých FeCrAl typů palivových pokrytí.

**Tabulka 4.3:** Příklady palivového pokrytí typu FeCrAl [49]

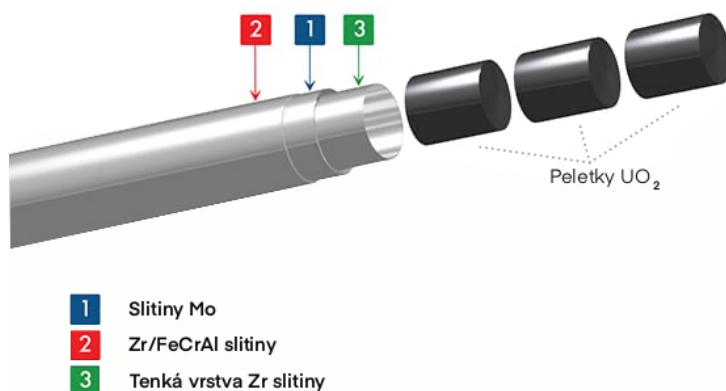
Typ pokrytí	Hmotnostní zlomky jednotlivých prvků (%)											$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )
	Fe	Cr	Al	Y	Mn	Si	Zr	Mo	Hf	Ni	C	
<b>B105 N</b>	Bal.	10	5	-	-	-	-	-	-	-	-	7,54
<b>APMT</b>	Bal.	22	5	0,2	-	0,47	0,11	2,45	0,17	0,18	0,04	7,49
<b>Alkrothal 14</b>	Bal.	15	4	-	0,2	0,17	0,12	-	-	0,11	0,03	7,54
<b>YHf</b>	Bal.	20	6	0,06	0,19	0,19	0,05	-	-	0,14	0,02	7,40
<b>C35 M</b>	Bal.	13	4,5	0,15	-	0,2	-	2	-	-	-	7,57

## Žáruvzdorné kovy (Mo)

Pokrytí žáruvzdornými kovy, z nichž nejpravděpodobnější kandidát je pokrytí na bázi molybdenu, jsou další velkou skupinou ATF materiálů. Existují i další kandidáti pokrytí na bázi V, Nb, Ta, Cr, W. [50]

Molybden byl vybrán jako ATF materiál primárně kvůli vysoké teplotě tavení ( $\sim 2600\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) a schopnosti udržet dostatečnou mechanickou pevnost při teplotách nad  $1200\text{ }^{\circ}\text{C}$ . [51], [41]

Rozdílem oproti předchozímu FeCrAl je 3-vrstvý koncept pokrytí. Vrstva slitiny molybdenu o tloušťce (0,2 - 0,25) mm je z vnitřní strany obklopena tenkou vrstvou Zr a z důvodu odolnosti vůči korozi je ze strany moderátoru nanášena vrstva Zr/FeCrAl o tloušťce (0,16 - 0,21) mm (viz Obrázek 4.3). [37]



**Obrázek 4.3:** Konstrukce palivového pokrytí na bázi Mo [51] (modifikováno).

Hlavní výhodou je vysoká hodnota součinitele tepelné vodivosti, která může být až několikanásobně vyšší než v případě Zr-slitin.

Nepříznivou vlastností Mo je vysoký XS pro absorpci neutronů, a proto je tloušťka Mo vrstvy limitována. Vlivem nanášení více vrstev materiálů dochází k zesložitění celého procesu výroby. Proto by bylo nutné při zavedení Mo pokrytí do běžného provozu optimalizovat výrobu. Při ozařování  $^{98}\text{Mo}$  vzniká v malém množství radioaktivní  $^{99}\text{Tc}$  s poločasem rozpadu  $2,11 \cdot 10^5$  roku, který je potřeba zahrnout do úvah pozdější likvidace radioaktivního odpadu. [37], [51]

V Tabulce 4.4 jsou uvedeny příklady některých typů palivových pokrytí na bázi Mo. Většina konceptů uvažuje převažující obsah Mo s případnými příměsi jiných prvků.

**Tabulka 4.4:** Příklady palivového pokrytí na bázi Mo [52],[53]

Typ pokrytí	Hmotnostní zlomky jednotlivých prvků (%)						$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )
	Mo	Ti	Zr	Nb	Cr	La <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	
<b>TZM</b>	Bal.	0,5	0,08	-	-	-	10,22
<b>Mo-DOS</b>	Bal.	-	-	-	-	0,3	10,31
<b>Mo (Nb, Cr)</b>	Bal.	-	-	26	4	-	9,54

## SiCf/SiC

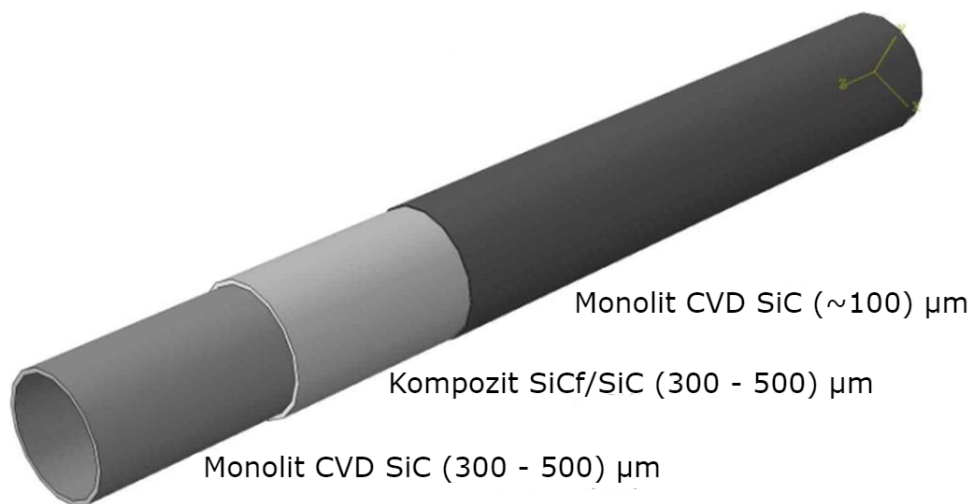
Pokrytí palivových proutků na bázi karbidu křemíku se vyznačují vynikajícími vlastnostmi při vysokých teplotách a kontinuálnímu ozařování. Dále mají tyto materiály nízkou vlastní aktivaci, oxidační odolnost a v mnohých dalších chemicko-fyzikálních ohledech převyšují dosavadní Zr-pokrytí. [37]

U SiC pokrytí se počítá s úplným nahrazením dosavadního pokrytí. Jsou uvažovány různé možnosti kompozice SiC vrstev. Mezi nejpravděpodobnější uspořádání jsou řazeny [54]:

- Trojvrstvá kompozice - vnitřní vrstva slouží k zabránění úniku štěpných produktů, prostřední zvyšuje odolnost palivového proutku a svrchní vrstva chrání celý proutek před korozi (viz Obrázek 4.4) [54]
- NITE (Nano-infiltration and Transient Eutectic phase) - předcházející koncept má podle článku [55] problém s těsností plyných štěpných produktů. Koncept NITE uvažuje s vyplněním těchto netěsností nanočásticemi a tento problém tak do jisté míry odstranit.
- „Sendvičová“ kompozice - koncept uvažuje s obklopením kovové vrstvy z obou stran SiC kompozity. Vlastnosti tohoto konceptu nebyly zatím detailněji zkoumány. [37]

Nevyřešeným problémem zůstává spojení koncovek palivových proutků. Nelze využít klasického přístupu svařování, ale je třeba navrhnout jiný přístup.<sup>8</sup> [54]

<sup>8</sup>Netýká se „Sendvičové“ kompozice, při které lze využít klasický přístup [37].



**Obrázek 4.4:** Trojvrstvá kompozice pro SiC palivové pokrytí [54] (modifikováno)

Zkratka CVD (Chemical Vapor Deposition) odkazuje na specifický způsob nánášení SiC vrstvy na pokrytí palivového proutku. Více o tomto způsobu lze nalézt v publikaci [56].

V Tabulce 4.5 jsou uvedeny příklady některých SiCf/SiC typů palivových pokrytí.

**Tabulka 4.5:** Příklady SiCf/SiC palivového pokrytí [57]

Typ pokrytí	Hmotnostní zlomky jednotlivých prvků (%)							$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )
	Si	C	Al	O	B	N	Ti	
<b>Tyranno SA3</b>	Bal.	32	0,6	-	-	-	-	3,10
<b>Hi-Nicalon Type S</b>	Bal.	31	-	0,2	-	-	-	3,05
<b>Sylramic</b>	Bal.	28	-	0,8	2,3	0,4	2,1	3,05

## Modifikované Zr-pokrytí

S provozem Zr-pokrytí palivových tyčí jsou již dlouholeté zkušenosti, proto probíhají různé studie zabývající se modifikací těchto pokrytí, čímž by došlo ke zlepšení jak bezpečnostních, tak provozních vlastností. Modifikace se především týkají přidání vrstvy pokrytí. [45]

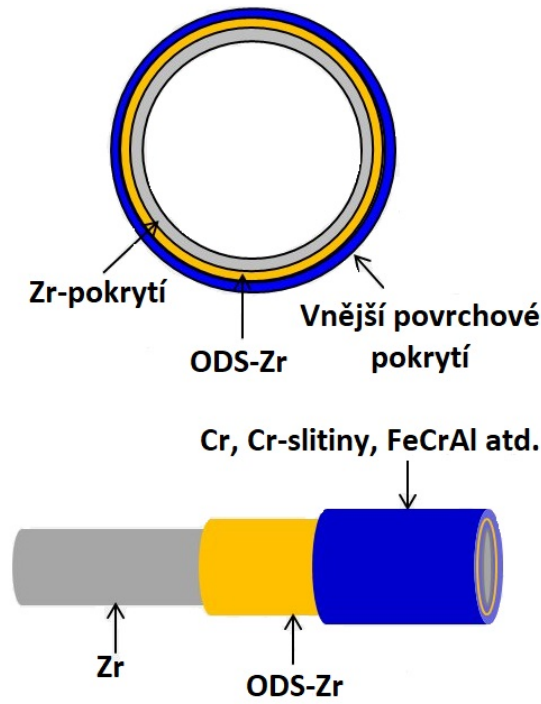
Doposud bylo navrženo a otestováno značné množství konceptů, z nichž jako nejpravděpodobnější modifikace Zr pokrytí se jeví použití [45]:

- čistého Cr,
- slitiny Cr,
- CrN, TiN, TiAlN,
- Ti<sub>2</sub>AlC, Cr<sub>2</sub>AlC.



Hlavním úkolem jaderných vědců je navrhnout optimální tloušťku aditivního povrchu. Například povrch s nízkým součinitelem tepelné vodivosti by nemělo přesahovat tloušťku 20  $\mu\text{m}$ . [37]

Na Obrázku 4.5 je zobrazen princip modifikace Zr-povrchu.



**Obrázek 4.5:** Princip modifikace Zr-povrchu [37] (modifikováno)

Zkratka ODS (Oxide Dispersion-Strengthened) se používá pro slitiny vyráběné specifickým způsobem, které mají vysokou tepelnou odolnost, pevnost a tažnost. Více informací o ODS slitinách lze nalézt v publikaci [58].

V Tabulce 4.6 jsou uvedeny příklady modifikovaných povrchů na bázi Zr.

**Tabulka 4.6:** Příklady modifikovaného Zr povrchu [59]

Typ povrchu	Hmotnostní zlomky jednotlivých prvků (%)										$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )
	Zr	Fe	Cr	Ni	Mo	Cu	N	C	W	V	
<b>Alloy 33</b>	Bal.	33	31	1,6	0,6	0,6	0,4	0,01	-	-	7,90
<b>HT-9</b>	Bal.	12	1	0,5	0,5	-	-	0,2	0,5	0,25	7,60

## 4.2 Koncepty ATF palivových peletek

ATF koncepty palivových peletek jsou založeny na dvou základních kritériích, které vedou ke zlepšení vlastností jednak během běžného provozu, jednak při havarijních stavech JR. Těmito vylepšeními jsou [41]:

- zvýšení tepelné vodivosti,
- zamezení úniku štěpných produktů.

Pro splnění těchto kritérií se přistupuje k modifikaci palivových peletek, nebo úplnému nahrazení  $\text{UO}_2$  za jiný materiál. [41]

Přidáním izotopů zlepšující tepelnou vodivost je zároveň nutnost navýšení obohacení paliva o štěpný izotop ( $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ). Toto navýšení může u některých konceptů znamenat až 30 % relativní nárůst obohacení.<sup>9</sup> [41], [37]

Veškeré ATF koncepty palivových peletek lze rozdělit do 3 skupin [37]:

- modifikace  $\text{UO}_2$ ,
  - dopované  $\text{UO}_2$ ,
  - $\text{UO}_2$  s vysokou tepelnou vodivostí,
- zapouzdřené peletky,
- peletky s vysokou hustotou.

V Tabulce 4.7 jsou uvedeny některé z možných ATF konceptů palivových peletek.

**Tabulka 4.7:** Příklady ATF konceptů palivových peletek

Typ paliva	Hmotnostní zlomky (%)	$\lambda$ ( $\text{W m}^{-1}\text{K}^{-1}$ )	$T_t$ ( $^{\circ}\text{C}$ )	$\rho$ ( $\text{g cm}^{-3}$ )	Zdroj
$\text{UO}_2$	88,1U - 11,9O	4,45 (720 K)	2850	10,96	[60]
UN	94,4U - 5,6N (94,1 % $^{15}\text{N}$ )	17,76 (660 K)	2365	14,33	[60]
$\text{U}_3\text{Si}_2$	92,7U - 7,3Si	16,02 (663 K)	1665	12,20	[60]
UPuZr	68,6U -20,2Pu -9,1Zr -2,1Am	17,40 (650 K)	1150	15,70	[61]
U-10Mo	90,3U-9,7Mo	33,02 (650 K)	1150	16,71	[62]
$\text{UO}_2$ -10BeO	79,3U-3,6Be-17,1O	8,09 (690 K)	2180	9,68	[63]

Zajímavým konceptem ATF palivových peletek je TRISO. Palivová peletka se skládá z částic (jader) štěpného materiálu, které jsou obaleny vrstvami porézního C nebo SiC. Koncept obalený vrstvami grafitu se používá v HTGR reaktorech. Uvažovaným ATF palivem pro LWR reaktory je koncept více-vrstvého SiC obalu (TRISO-SiC). [37]

Více konceptů ATF palivových peletek a informace o nich lze nalézt v publikaci [37].

<sup>9</sup>Tedy při uvažování 5% obohacení, se po přidání izotopů zlepšující tepelnou vodivost může zvýšit až na 6,5 %.

### 4.3 ATF nepalivové elementy

V aktivní zóně jaderného reaktoru se nachází nepalivové elementy, které jsou během havárie vystaveny extrémním podmínkám. Přestože palivové části jsou klíčovými komponentami AZ, z hlediska zvyšování bezpečnosti je potřeba počítat i s nepalivovými elementy. [45]

Hlavním nepalivovým elementem jsou regulační tyče, které obsahují materiál s vysokým mikroskopickým účinným průřezem pro absorpci. Regulační tyče slouží k regulaci výkonu JR a v případě havarijního stavu k okamžitému zastavení štěpné řetězové reakce. V lehkovodních reaktorech se nejčastěji jako absorbátor neutronů používají slitiny kadmia (Ag-In-Cd) a karbid bóru ( $B_4C$ ). Teplota tavení slitiny kadmia je okolo  $790\text{ }^\circ\text{C}$ , z čehož lze usuzovat, že k poškození řídicích tyčí dochází již v počátcích havárie. Takto poškozené regulační tyče mohou při pokračujícím růstu teploty v AZ nepříznivě ovlivnit palivové proutky a zhoršit tak následky havárie. [37], [45]

ATF konceptem regulační tyče je nahrazení konvenčně používaných absorpčních materiálů za vhodné keramické materiály s vyšší teplotou tavení. [37]

Možní kandidáti na ATF regulační tyče jsou shrnuty v Tabulce 4.8.

**Tabulka 4.8:** Příklady ATF materiálů pro regulační tyče [37]

	$\text{Sm}_2\text{O}_3$	$\text{Gd}_2\text{O}_3$	$\text{Er}_2\text{O}_3$	$\text{Dy}_2\text{O}_3$
Hustota ( $\text{g cm}^{-3}$ )	7,7	8,3	8,6	9,0
XS pro absorpci ( $\text{cm}^{-1}$ )	23,8	51,4	1,3	2,1
Teplota tavení ( $^\circ\text{C}$ )	2270	2340	2340	2230

# Kapitola 5

## Teplotní pole generované v palivových peletkách

Jednotlivé ATF palivové peletky se vyznačují rozdílným součinitelem tepelné vodivosti  $\lambda_{\text{pel}}$ . Tato odlišnost vede ke generování různých teplotních polí v palivové peletce. Kvůli tomu je potřeba, pro zpřesnění neutronických výpočtů pomocí numerického výpočetního kódu, určit průměrné teploty generované v jednotlivých palivových peletkách za běžného provozního stavu reaktoru.

V následujícím textu je proveden analytický výpočet vycházející z teorie sdílení tepla. Veškeré vztahy a rovnice použité při tomto analytickém odvození byly převzaty z literatury [64].

### 5.1 Odvození funkce teplotního pole

Pro odvození funkce závislosti teploty na vzdálenosti od středu palivové peletky se vycházelo z diferenciální rovnice vedení tepla ve stacionárním tvaru (5.1). Tuto rovnici je třeba upravit a řešit pro potřeby konkrétního výpočtu.

$$a\nabla^2 t + \frac{q_v}{\rho c_p} = 0, \quad (5.1)$$

kde  $a$  je součinitel teplotní vodivosti,  $q_v$  je objemová hustota tepelného toku,  $\rho$  je hustota a  $c_p$  je měrná tepelná kapacita při konstantním tlaku.<sup>10</sup>

Po dosažení Laplaceova operátoru ve válcových souřadnicích v radiálním směru, dvojnásobným provedení integrace podle  $r$  a dílčích úpravách byl získán tvar teplotního profilu, jako:

$$t(r) = -\frac{q_v}{4\lambda_{\text{pel}}}r^2 + C_1 \ln(r) + C_2, \quad (5.2)$$

---

<sup>10</sup>V obecné rovnici vedení tepla je na pravé straně rovnice člen  $\frac{\partial t}{\partial \tau}$ . Při uvažování stacionárního problému je tento člen roven nule.

kde  $\lambda_{\text{pel}}$  je součinitel tepelné vodivosti palivové peletky,  $r$  je radiální souřadnice a  $C_1, C_2$  jsou integrační konstanty.

Pro získání výsledného tvaru funkce je potřeba z hraničních podmínek stanovit konstanty  $C_1$  a  $C_2$ . Hraniční podmínky jsou voleny jako:

$$-\lambda_{\text{pel}} \left. \frac{\partial t}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad t(R) = t_{\text{pov}}.$$

První podmínka odpovídá maximu teploty ve středu palivové peletky a druhá podmínka udává konstantní teplotu na povrchu peletky  $t_{\text{pov}}$ .<sup>11</sup>

S využitím těchto hraničních podmínek je určena výsledná funkce závislosti teploty na vzdálenosti od středu palivové peletky jako:

$$t(r) = \frac{q_v}{4\lambda_{\text{pel}}} (R^2 - r^2) + t_{\text{pov}}, \quad (5.3)$$

kde  $R$  značí poloměr palivové peletky.

Pro účely této práce není potřeba znát celé rozložení teploty v palivové peletce, ale pouze střední hodnotu  $\bar{t}$ . Průměrná teplota se určí integrací vztahu (5.3) a podělením velikosti plochy průřezu peletky (viz rovnice (5.4)).

$$\bar{t} = \frac{\int_{S_{\text{pel}}} t(r, \varphi) dS}{\int_{S_{\text{pel}}} dS} = \frac{q_v}{8\lambda_{\text{pel}}} R^2 + t_{\text{pov}}. \quad (5.4)$$

Hodnoty  $\lambda_{\text{pel}}$  a  $R$  jsou známé konstanty (viz Tabulky 4.7, 5.1). Zbývá určit teplotu povrchu palivové peletky  $t_{\text{pov}}$ .

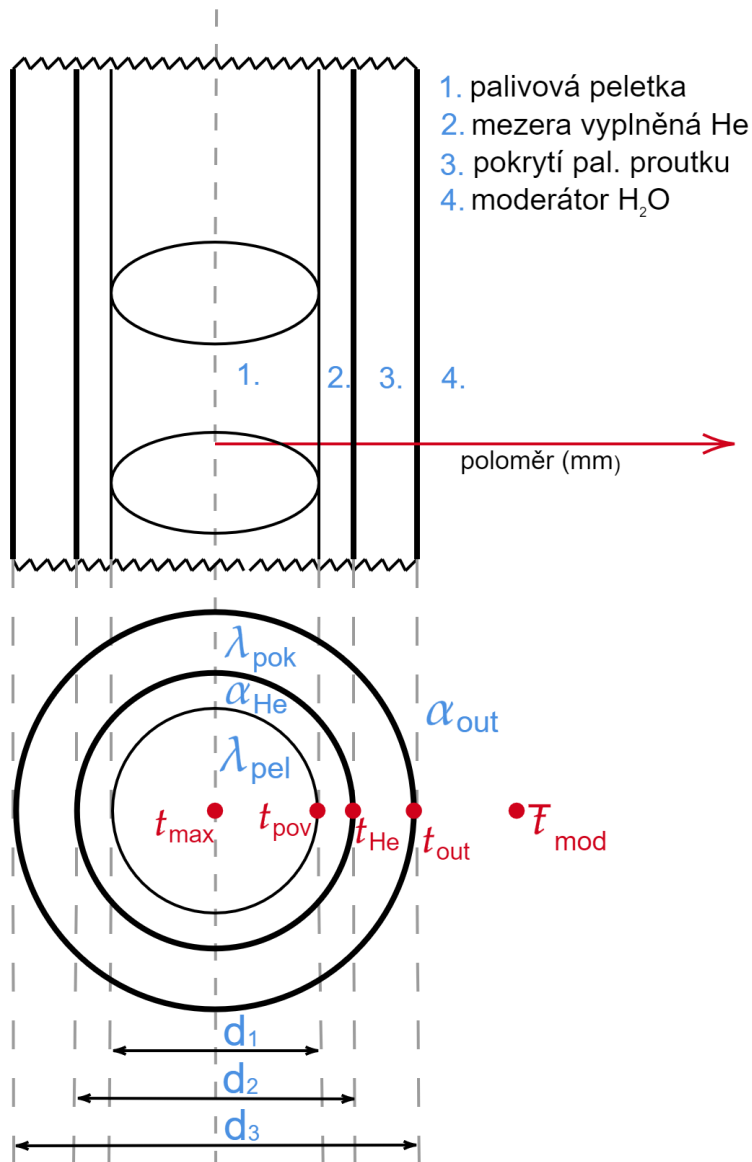
**Tabulka 5.1:** Hodnoty rozměrů použité při termohydraulickém výpočtu [65]

<b>Rozměr</b>	<b>Hodnota</b>
Poloměr palivové peletky - $R$ (mm)	4,05765
Vnější průměr palivové peletky - $d_1$ (mm)	8,1153
Vnitřní průměr pokrytí - $d_2$ (mm)	8,2804
Vnější průměr pokrytí - $d_3$ (mm)	9,4996
Rozteč palivových proutků - $p$ (mm)	12,5984

**Tabulka 5.2:** Fyzikální parametry reaktoru NuScale [65]

<b>Fyzikální parametr reaktoru</b>	<b>Hodnota</b>
Tepelný výkon - $P_t$ (MWt)	160
Počet palivových souborů - $N_{\text{soub}}$ (-)	37
Počet palivových proutků v souboru - $N_{\text{prout}}$ (-)	264
Aktivní délka palivového proutku - $l_{\text{pel}}$ (m)	2

<sup>11</sup>Opět se jedná o zjednodušení analytického výpočtu. Teplota povrchu ( $t_{\text{pov}}$ ) je uvažována pro všechny palivové peletky stejná.



Obrázek 5.1: Znárodnění sdílení tepla palivovým proutkem

## 5.2 Určení teploty na povrchu palivové peletky

Pro určení teploty na povrchu palivové peletky byla využita teorie sdílení tepla složenou válcovou stěnou (viz Obrázek 5.1).

Z hodnot v Tabulce 5.2 a s využitím vztahu (5.5) byla určena průměrná hodnota lineární hustoty tepelného toku skrz stěnu palivové peletky.

$$q_l = \frac{P_t}{N_{prout} N_{soub} l_{pel}}. \quad (5.5)$$

Ze vztahu (5.6) pro prostup tepla složenou válcovou stěnou v radiálním směru lze vyjádřit teplotu povrchu palivové peletky  $t_{pov}$  (viz vztah (5.7)).

$$q_1 = \frac{(t_{\text{pov}} - \bar{t}_{\text{mod}}) \pi}{\frac{1}{\alpha_{\text{He}} d_1} + \frac{1}{2\lambda_{\text{pok}} \ln \frac{d_3}{d_2}} + \frac{1}{\alpha_{\text{out}} d_3}} = \frac{(t_{\text{pov}} - \bar{t}_{\text{mod}}) \pi}{\sum R_1}. \quad (5.6)$$

$$t_{\text{pov}} = \frac{q_1 \sum R_1}{\pi} + \bar{t}_{\text{mod}}. \quad (5.7)$$

Sdílení tepla z povrchu peletky do mezery vyplněné heliem probíhá konvekcí  $\alpha_{\text{He}}$ , dále se teplo šíří kondukcí skrz válcovou stěnu palivového pokrytí  $\lambda_{\text{pok}}$  a následně je odvedeno konvekcí z povrchu palivového proutku do moderátoru  $\alpha_{\text{out}}$ .

Součinitel tepelné vodivosti pokrytí  $\lambda_{\text{pok}}$  je uvažován pro zirkoniové pokrytí palivového proutku M5.<sup>12</sup>

Vzhledem k tomu, že součinitel přestupu tepla mezi palivovou peletkou a mezerou vyplněnou heliem  $\alpha_{\text{He}}$  by bylo složité určit analytickým způsobem, byla jako odhad této konstanty převzata hodnota ze zprávy [66], která se zabývá jejím určením s využitím termomechanického výpočetního kódu FRAPCON 3.4 pro standardní podmínky palivového proutku VVER-1000. Při tomto numerickém výpočtu bylo uvažováno sdílení kondukcí a radiací.

Poslední veličinou, kterou je potřeba stanovit je  $\alpha_{\text{out}}$ . V tomto případě záleží na způsobu sdílení tepla z povrchu palivového proutku do okolního moderátoru. Jsou možné dva přístupy:

- přirozená konvekce,
- nucená konvekce.

Reaktor NuScale využívá pro odvod tepla z povrchu palivového proutku přirozenou konvekci. V žádné dostupné dokumentaci nejsou o AZ tohoto rektoru známé jednotlivé hydraulické odpory spojené s parogenerátory, distančními mřížkami, hlavici paliva a ztráty spojené s hydraulickým kanálem, které jsou zásadní pro výpočet přirozené konvekce. Literatura [65] uvádí průměrnou rychlost moderátoru v AZ reaktoru (viz Tabulka 5.4). Z tohoto důvodu byla pro výpočet  $\alpha_{\text{out}}$  použita teorie nucené konvekce a rychlost  $w$  byla rovna průměrné rychlosti moderátoru v AZ.

### 5.2.1 Nucená konvekce

Pro výpočet střední hodnoty Nusseltova čísla pro případ sdílení tepla nucenou konvekcí byl využit modifikovaný Dittus-Boelterův vztah (5.8).

$$\overline{Nu}_{f,d_h} = 0,021 Re_{f,d_h}^{0,8} Pr_f^{0,43} \left( \frac{Pr_f}{Pr_p} \right)^{0,25}, \quad (5.8)$$

<sup>12</sup>Pro správné určení průměrných teplot potřebné pro výpočty numerického kódu by bylo nutné uvažovat veškeré kombinace analyzovaných palivových peletek a pokrytí. Protože pokrytí palivových proutků nemá zásadní vliv na sdílení tepla, byla změna pokrytí zanedbána.

kde  $Nu$  je Nusseltovo,  $Re$  Reynoldsovo a  $Pr$  Prandtlovo podobnostní číslo. Spodní index  $d_h$  značí hydraulický průměr a  $f$ , resp.  $p$  odkazují na hodnoty týkající se obtékané tekutiny v nekonečnu, resp. při povrchu obtékaného tělesa.

Reynoldsovo číslo je určeno z rovnice (5.9).

$$Re_{f,d_h} = \frac{w d_h}{\nu}, \quad (5.9)$$

kde  $w$  udává rychlost proudění moderátoru v AZ a  $\nu$  je kinematická viskozita tekutiny.

Hydraulický průměr  $d_h$  je pro soubor obtékaných palivových proučků určen jako:

$$d_h = d_3 \left( \frac{4}{\pi} \left( \frac{p}{d_3} \right)^2 - 1 \right), \quad (5.10)$$

kde  $d_3$  je průměr palivového proučku a  $p$  udává rozteč jednotlivých proučků.

Po určení střední hodnoty Nusseltova čísla je již snadné z definice Nusseltova čísla (5.11) určit střední hodnotu součinitele přestupu tepla.

$$\overline{Nu}_{f,d_h} = \frac{\overline{\alpha}_{out} d_h}{\lambda_{mod}} \longrightarrow \overline{\alpha}_{out} = \frac{\overline{Nu}_{f,d_h} \lambda_{mod}}{d_h}. \quad (5.11)$$

Dále lze s využitím vztahů (5.5), (5.7) dosadit do vztahu (5.4) a získat tak střední teploty generované v palivových peletkách pro sdílení tepla nucenou konvekcí z povrchu pokrytí palivového proučku.

Veškeré potřebné hodnoty pro výpočty lze nalézt v Tabulkách 5.3, 5.4. Fyzikální parametry, týkající se moderátoru, byly určeny s využitím literatury [67], která vychází z dokumentace IAPWS IF97. Ostatní hodnoty jsou dány dokumentací reaktoru NuScale [65].

**Tabulka 5.3:** Fyzikální parametry vody při teplotě 284 °C a tlaku 12,76 MPa

<b>Fyzikální parametr vody (t = 284 °C, p = 12,76 MPa)</b>	<b>Hodnota</b>
Prandtlovo číslo - $Pr_f$ (-)	0,834
Teplotní součinitel objemové roztažnosti - $\gamma$ ( $K^{-1}$ )	0,002401
Kinematická viskozita - $\nu$ ( $m^2s^{-1}$ )	1,284E-07
Součinitel tepelné vodivosti - $\lambda_{mod}$ ( $W m^{-1}K^{-1}$ )	0,584
Hustota - $\rho$ ( $kg m^{-3}$ )	753,006
Měrná tepelná kapacita - $c_p$ ( $kJ kg^{-1}K^{-1}$ )	5,202



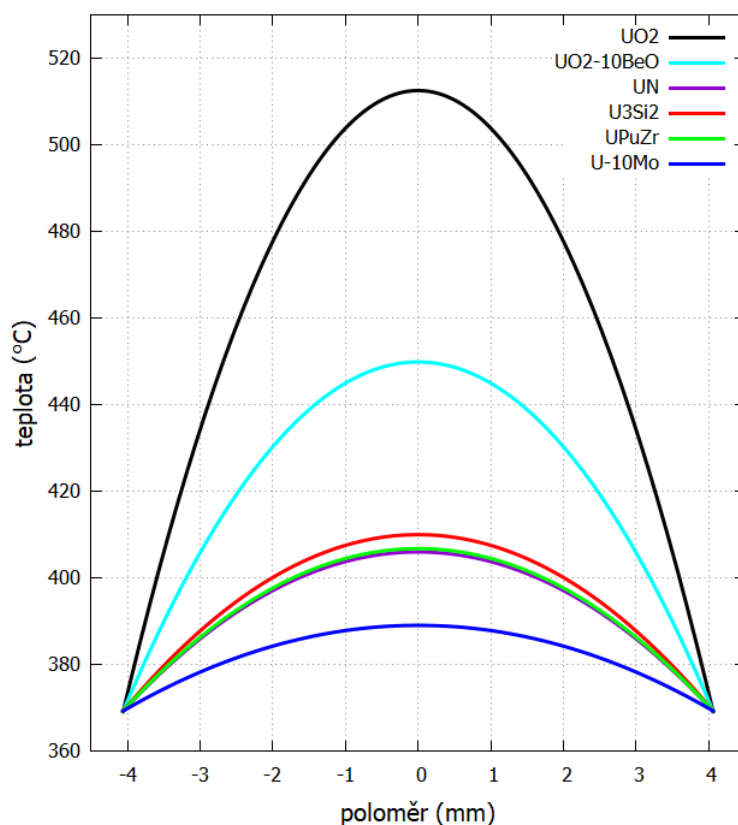
**Tabulka 5.4:** Fyzikální parametry potřebné pro termohydraulický výpočet

Fyzikální veličina	Hodnota
Průměrná rychlost moderátoru v AZ - $w$ ( $\text{m s}^{-1}$ )	0,82296
Průměrná teplota moderátoru v AZ - $\bar{t}_{\text{mod}}$ ( $^{\circ}\text{C}$ )	284
Součinitel tepelné vodivosti pokrytí M5 ( $325^{\circ}\text{C}$ ) - $\lambda_{\text{pok}}$ ( $\text{W m}^{-1}\text{K}^{-1}$ )	18
Součinitel přestupu tepla z peletky do He - $\alpha_{\text{He}}$ ( $\text{W m}^{-2}\text{K}^{-1}$ )	8201,3
Prandtlovo číslo vody při teplotě povrchu pal. pokrytí - $\text{Pr}_p$ (-)	0,83726

### 5.3 Teplotní pole generované v palivových peletkách

S využitím odvozených teoretických vztahů byly vypočteny generované teplotní pole pro jednotlivé analyzované palivové peletky.

Průběh funkce teplotního pole je dán vztahem (5.3), ve kterém jsou hodnoty  $q_v$ ,  $R$  a  $t_{\text{pov}}$  voleny stejné pro všechny palivové peletky. Jediným parametrem odlišujícím palivové peletky je  $\lambda_{\text{pel}}$ . Hodnoty pro  $\lambda_{\text{pel}}$  jsou uvedeny v Tabulce 4.7 a porovnání rozložení teplot v různých palivových peletkách je zobrazeno na Obrázku 5.2. Z tohoto porovnání je vidět, že veškeré analyzované ATF palivové peletky se vyznačují lepším odvodem tepla než standardně používané  $\text{UO}_2$  peletky.



**Obrázek 5.2:** Teplotní pole generované v jednotlivých palivových peletkách

V Tabulce 5.5 jsou zobrazeny průměrné a maximální teploty v palivových peletkách. Průměrné teploty byly určeny ze vztahu (5.4) a maximální teploty jsou určeny pomocí vztahu (5.3) při dosazení  $r = 0$  (tedy střed palivové peletky).

Tabulka 5.6 zobrazuje teploty v daných místech palivového proutku korespondujícími s Obrázkem 5.1. K určení těchto teplot byla využita patřičná modifikace vztahu (5.6).

**Tabulka 5.5:** Průměrné a maximální teploty generované v analyzovaných palivových peletkách

	$\bar{t}$ (°C)	$t_{\max}$ (°C)
<b>UO<sub>2</sub></b>	440,89	512,51
<b>UN</b>	387,62	405,97
<b>U<sub>3</sub>Si<sub>2</sub></b>	389,62	409,96
<b>UPuZr</b>	388,00	406,73
<b>U-10Mo</b>	379,14	389,01
<b>UO<sub>2</sub>-10BeO</b>	409,55	449,84

**Tabulka 5.6:** Teploty v daných místech palivového proutku

	Teplota (°C)
$t_{\text{pov}}$	369,27
$t_{\text{He}}$	330,10
$t_{\text{out}}$	320,16

Vypočtené průměrné teploty z Tabulky 5.5 byly dosazeny do šablony pro neutronický výpočet.

Díky tomuto jednoduchému analytickému výpočtu průměrných teplot bylo dosaženo zpřesnění výsledných hodnot numerického výpočtu neutronických veličin.

# Kapitola 6

## Neutronické efekty vybraných druhů paliv

V kapitole o ATF palivech (Kapitola 4) byly shrnuty různé koncepty ATF palivových peletek a pokrytí palivových proutků. Z těchto konceptů bylo pro neutronickou analýzu vybráno 6 typů peletek a 6 typů pokrytí palivových proutků (viz Tabulka 6.1).

Byly zkoumány veškeré kombinace peletek a pokrytí (tedy celkem 36 různých kombinací). Jako referenční pro porovnávání neutronických efektů byla zvolena kombinace (UO<sub>2</sub> - M5), která je uvažována pro SMR od společnosti NuScale Power.

**Tabulka 6.1:** Vybrané peletky a pokrytí pro neutronickou analýzu

Palivová peletka	Pokrytí palivového proutku
UO <sub>2</sub>	M5 <sup>®</sup>
UN	APMT
U <sub>3</sub> Si <sub>2</sub>	Alkrotkal 14
UPuZr	Alloy 33
U-10Mo	APMT+Tyranno SA3
UO <sub>2</sub> -10BeO	APMT+TZM

Z důvodu jednoduššího porovnávání jednotlivých palivových peletek a pokrytí palivových proutků mezi sebou, bylo uvažováno stejné obohacení štěpným materiálem na hodnotu 4,7 %.

Rozměry peletek a pokrytí byly voleny pro všechny kombinace stejně. Odlišné od ostatních pokrytí jsou pokrytí typu APMT+Tyranno SA3 a APMT+TZM. Tato pokrytí se skládají z kombinace dvou různých materiálů o odlišných tloušťkách jednotlivých vrstev.

V případě APMT+Tyranno SA3 je tloušťka vnitřního pokrytí 0,55 mm složena z kompozice Tyranno SA3 a vnější vrstva o tloušťce 0,0596 mm tvořena kompozicí APMT.

Pro pokrytí typu APMT+TZM je tloušťka vnitřního pokrytí 0,25 mm složena z kompozice TZM a vnější vrstva o tloušťce 0,3596 mm tvořena kompozicí APMT.

Informace o obohacení a rozměrech jednotlivých částí palivového proutku jsou uvedeny v Tabulce 6.2.

**Tabulka 6.2:** Parametry analyzovaných peletek a pokrytí

Parametr	Hodnota
Obohacení palivových peletek štěpným materiálem (wt.%)	4,7
Průměr palivové peletky (mm)	8,1153
Tloušťka mezery vyplněné He (mm)	0,08255
Tloušťka palivového pokrytí (mm)	0,6096

## 6.1 Popis výpočetní šablony

Neutronické efekty byly analyzovány na numerickém modelu nekonečného čtvercového palivového souboru se zrcadlovými hraničními podmínkami s využitím mikrokódu SCALE-TRITON.

Byla vytvořena šablona sloužící jako vstupní soubor do výpočetního kódu. Šablona obsahuje:

- izotopické zastoupení všech nuklidů tvořících daný materiál,
- teploty daných materiálu,
- specifikace rozměrů jednotlivých částí,
- specifické výkony,
- čas vyhoření s krokem vyhoření,
- definici a umístění jednotlivých komponent v palivovém souboru.

Pro výpočet zpětnovazebných koeficientů reaktivity šablona obsahuje odskoky, které jsou definovány odlišnou teplotou paliva, teplotou moderátoru, hustotou moderátoru a koncentrací boru.

Použitou knihovnou jaderných dat byla vnitřní 56-grupová ENDF-B/VII.1. Parametr metody  $S_n$  byl roven hodnotě 6. Číslo  $P_n$  bylo pro veškeré části PS, mimo moderátor, voleno rovno hodnotě 1 a pro moderátor rovno 2. Pro korekci úniku neutronů byla zvolena B1 korekční metoda.

Atomové hustoty jednotlivých izotopů ( $N_i$ ) byly určeny podle vzorce (6.1).

$$N_i = \frac{\rho N_A w_{ij} w_j}{M_i} \cdot 10^{-24}, \quad (6.1)$$

kde  $M_i$  je molární hmotnost i-tého izotopu ve směsi,  $N_A \approx 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$  je Avogardova konstanta,  $\rho$  je hustota celé směsi,  $w_j$  udává hmotnostní zlomek j-tého nuklidu ve směsi,  $w_{ij}$  udává hmotnostní zlomek i-tého izotopu v j-tém nuklidu a celý

výraz je vynásoben  $10^{-24}$  kvůli převodu na jednotku  $\text{b}^{-1}\text{cm}^{-1}$ , která je požadována mikrokódem.

Přibližné teploty daných materiálů byly vypočítány analytickým způsobem v předešlé kapitole (Kapitola 5). Rozměry jednotlivých částí byly pro veškeré analyzované ATF koncepty voleny stejně a lze je nalézt v Tabulce 6.2. Štěpným materiálem byl až na jedinou výjimku  $^{235}\text{U}$ .<sup>13</sup>

Specifické výkony ( $\text{Wg}^{-1}$ ) pro jednotlivé peletky jsou určeny ze znalosti celkové hmotnosti štěpného materiálu při uvažování  $\text{UO}_2$  peletek a výkonu reaktoru NuScale. Odlišnost specifických výkonů ostatních analyzovaných peletek je potřeba určit z poměru lineárních hmotností  $\text{UO}_2$  a konkrétní analyzované peletky. Hodnoty lineárních hmotností pro jednotlivé peletky jsou získány z první iterace výpočtu.

Lineární hmotnosti získané výpočetním kódem a z nich dopočtené specifické výkony jsou uvedeny v Tabulce 6.3.

**Tabulka 6.3:** Lineární hmotnosti a specifické výkony pro analyzované peletky

	Lineární hmotnost ( $\text{g}_{\text{HM}} \text{cm}^{-1}$ )	Specifický výkon ( $\text{W g}^{-1}$ )
$\text{UO}_2$	326,64	17,35
UN	457,51	12,39
$\text{U}_3\text{Si}_2$	382,13	14,83
UPuZr	470,40	12,05
U-10Mo	523,09	10,84
$\text{UO}_2\text{-10BeO}$	212,81	26,63

\*Lineární hmotnosti i specifické výkony jsou uváděny pro 1/4 analyzovaného palivového souboru.

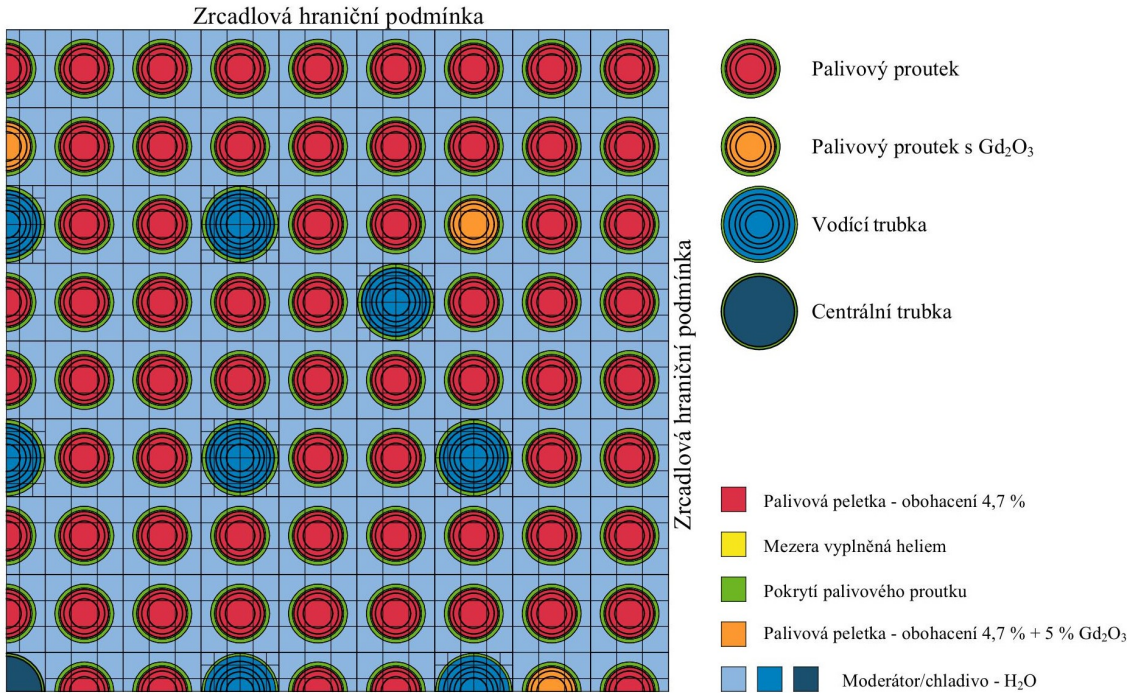
Čas vyhoření paliva byl zvolen 1800 dní s krokem vyhoření 20 dní s výjimkou prvního kroku, který činil 1,25 dne (celkem tedy 92 hodnot). Tento čas vyhoření je srovnatelný se standardní dobou provozu paliva ve stávajících jaderných reaktorech.

Definice a umístění komponent v palivovém souboru byly voleny na základě jednotlivých komponent a specifik palivového souboru. Analýza probíhala na modelu 1/4 čtvrtiny palivového souboru (viz Obrázek 6.1).

Analýzovaný palivový soubor obsahuje:

- 256 palivových proutků s obohacením 4,7 %,
- 8 palivových proutků s obohacením 4,7 % a 5 % vyhořívajícího absorbátoru ve formě  $\text{Gd}_2\text{O}_3$ ,
- 24 vodících trubek,
- 1 centrální trubku.

<sup>13</sup>Výjimkou bylo palivo UPuZr, které obsahovalo 1,5 wt.%  $^{235}\text{U}$  a 4,5 wt.% tzv. reaktorového Pu, aby výsledný podíl štěpného materiálu odpovídal 4,7 wt%.



Obrázek 6.1: Schéma 1/4 palivového souboru

## 6.2 Závislost kritičnosti na vyhoření paliva

Pro všechny kombinace ATF peletky a pokrytí palivových proutků (viz Tabulka 6.1) byla z dat získaných výpočtem analyzována závislost efektivního koeficientu násobení ( $k_{\text{ef}}$ ) na vyhoření paliva.

Z důvodu přehlednosti výsledků jsou v následujícím textu uvedeny pouze dva grafy:

- Graf pro porovnání palivové peletky UO<sub>2</sub> se všemi analyzovanými pokrytími (viz Obrázek 6.2).
- Graf pro porovnání pokrytí palivového proutku M5<sup>®</sup> se všemi analyzovanými peletkami (viz Obrázek 6.3).

Na Obrázku 6.2 je vidět, že různá pokrytí palivových proutků mají podobný průběh  $k_{\text{ef}}$ . Mezi sebou se liší pouze absolutní hodnotou koeficientu násobení, ale minimálně se liší v trendu vyhořívání. Na druhou stranu Obrázek 6.3 ukazuje, že palivové peletky mají mezi sebou značně odlišný průběh  $k_{\text{ef}}$ .

Tabulka 6.4 zobrazuje relativní změnu (resp. relativní posun celé křivky)  $k_{\text{ef}}$  vůči pokrytí M5<sup>®</sup> pro veškeré analyzované pokrytí palivových proutků. Hodnoty v této tabulce byly získány odečtením  $k_{\text{ef}}^{\text{M5}}$  pro pokrytí M5<sup>®</sup> od  $k_{\text{ef}}^{\text{ATF}}$  uvažovaného ATF pokrytí v každém kroku vyhoření (viz vztah (6.2)).

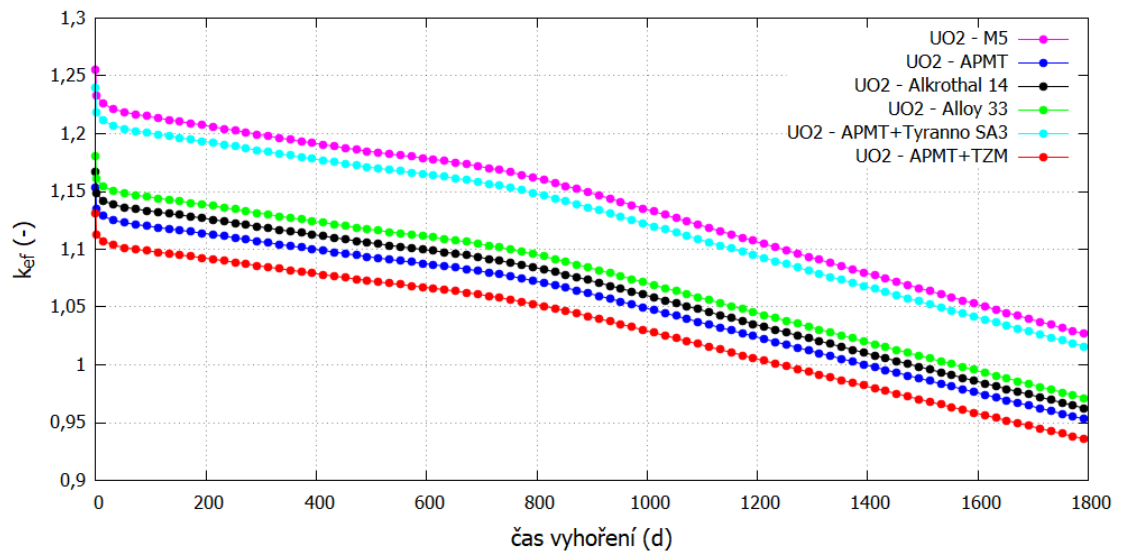
$$\overline{\Delta k_{\text{ef}}} = \frac{\sum_{i=1}^{92} k_{\text{ef},i}^{\text{ATF}} - k_{\text{ef},i}^{\text{M5}}}{92} = \frac{\sum_{i=1}^{92} \Delta k_{\text{ef},i}}{92}. \quad (6.2)$$

Pro tyto hodnoty byla určena průměrná odchylka podle vztahu (6.3).

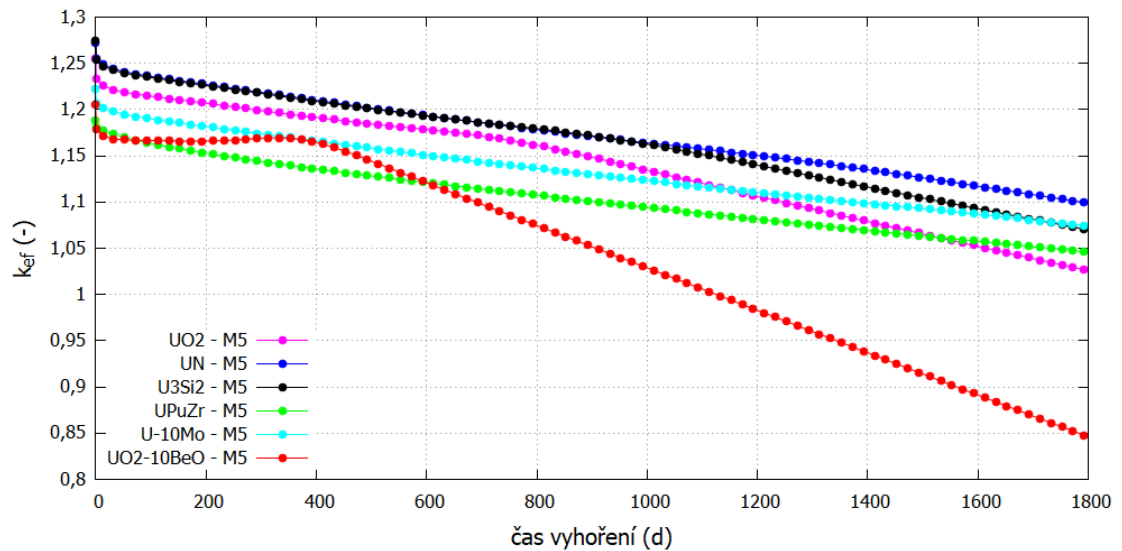
$$\delta k_{\text{ef}} = \frac{\sum_{i=1}^{92} |\overline{\Delta k_{\text{ef}}} - \Delta k_{\text{ef},i}|}{92}. \quad (6.3)$$

Poté zobrazená čísla v Tabulce 6.4 jsou ve tvaru  $(\overline{\Delta k_{\text{ef}}} \pm \delta k_{\text{ef}})$ .

Toto zřehlednění výsledků je možné udělat, protože analyzované koncepty ATF pokrytí palivového proutku mají relativně stejný průběh vyhořívání (směrnice  $k_{\text{ef}}$  pro jednotlivé pokrytí palivového proutku jsou podobné).



**Obrázek 6.2:** Závislost  $k_{\text{ef}}$  na vyhoření paliva - peletka  $\text{UO}_2$  se všemi pokrytími



**Obrázek 6.3:** Závislost  $k_{\text{ef}}$  na vyhoření paliva - pokrytí  $\text{M5}^{\circledR}$  se všemi peletkami

**Tabulka 6.4:** Relativní změna  $\overline{k_{\text{ef}}}$  vůči pokrytí M5<sup>®</sup> (Nominální stav)

	$\overline{\Delta k_{\text{ef}}}$ (%)				
	APMT	Alkrothal 14	Alloy 33	APMT+Tyranno SA3	APMT+TZM
UO <sub>2</sub>	-8,6 ± 0,6	-7,5 ± 0,5	-6,4 ± 0,4	-1,3 ± 0,1	-10,6 ± 0,7
UN	-6,9 ± 0,4	-5,8 ± 0,3	-5,0 ± 0,2	-0,9 ± 0,1	-14,1 ± 1,1
U <sub>3</sub> Si <sub>2</sub>	-7,9 ± 0,5	-6,8 ± 0,4	-5,8 ± 0,3	-1,1 ± 0,1	-13,3 ± 0,3
UPuZr	-3,8 ± 0,1	-3,0 ± 0,1	-2,6 ± 0,1	-0,5 ± 0,0	-7,2 ± 1,5
U-10Mo	-5,8 ± 0,3	-4,9 ± 0,3	-4,2 ± 0,2	-0,8 ± 0,0	-10,1 ± 1,5
UO <sub>2</sub> -10BeO	-10,6 ± 1,4	-9,5 ± 1,2	-8,2 ± 1,0	-1,7 ± 0,2	-1,1 ± 4,9

Pokrytí M5<sup>®</sup> vykazuje v této analýze ze všech analyzovaných pokrytí nejlepší neutronické vlastnosti, proto změna pokrytí vede vždy k **poklesu**  $k_{\text{ef}}$ .

Zajímavé je chování palivových peletek ve formě UO<sub>2</sub>-10BeO. Oproti ostatním peletkám dochází okolo 400 dne vyhoření ke strmému poklesu  $k_{\text{ef}}$ . Tento pokles je zřejmě zapříčiněn vyhoření vyhořivajícího absorbátoru Gd<sub>2</sub>O<sub>3</sub> v palivu.

Nejpodobnější ATF pokrytí palivového proutku, vzhledem k pokrytí M5<sup>®</sup> (z hlediska neutroniky), se jeví dvouvrstvé pokrytí APMT+Tyranno SA3.

### 6.3 Zpětnovazební koeficienty reaktivity

Zpětnovazební koeficienty reaktivity byly analyzovány pro 3 různé odskoky:

- zvýšení teploty moderátoru ( $T^{\text{M}}$ ) o 20 K,
- zvýšení koncentrace boru (BC) o 300 ppm,
- zvýšení teploty paliva ( $T^{\text{F}}$ ) o 200 K.

Zpětnovazební koeficienty reaktivity ( $\alpha$ ) byly počítány pro odskok veličiny  $X$  v každém kroku vyhoření paliva podle následujícího vztahu (6.4).

$$\alpha_X = \frac{\rho_X^{\text{BR}} - \rho_X^{\text{NOM}}}{\Delta X}, \quad (6.4)$$

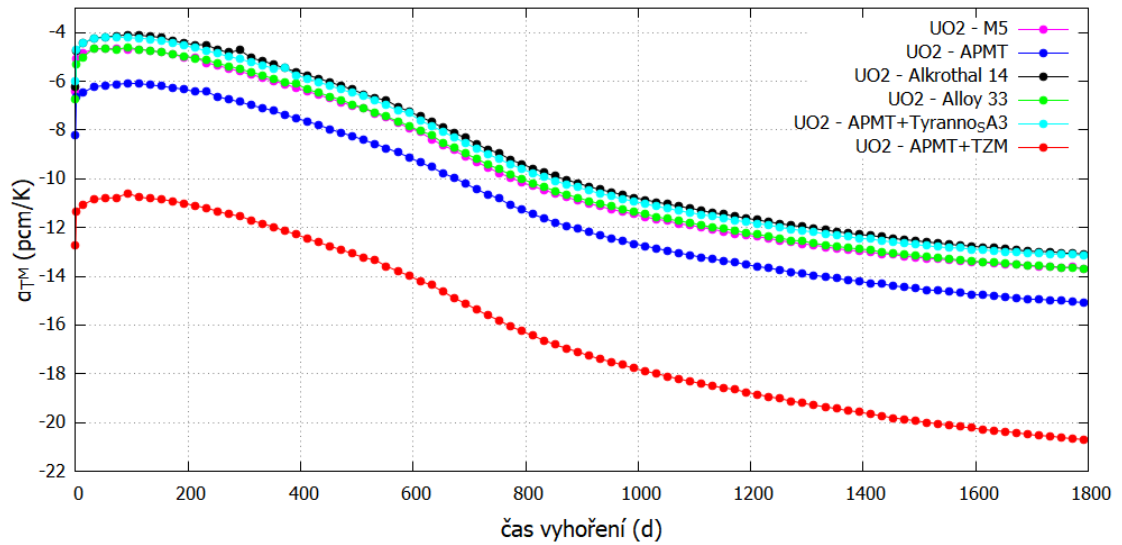
kde  $\rho_X^{\text{BR}}$  je reaktivita v daném odskoku,  $\rho_X^{\text{NOM}}$  je reaktivita nominálního stavu a  $\Delta X$  značí velikost odskoku.

Byly vytvořeny grafy znázorňující závislost zpětnovazebního koeficientu reaktivity  $\alpha$  na vyhoření paliva při změně dané veličiny ( $T^{\text{M}}$ , BC,  $T^{\text{F}}$ ) o 1 K resp. 1 ppm.

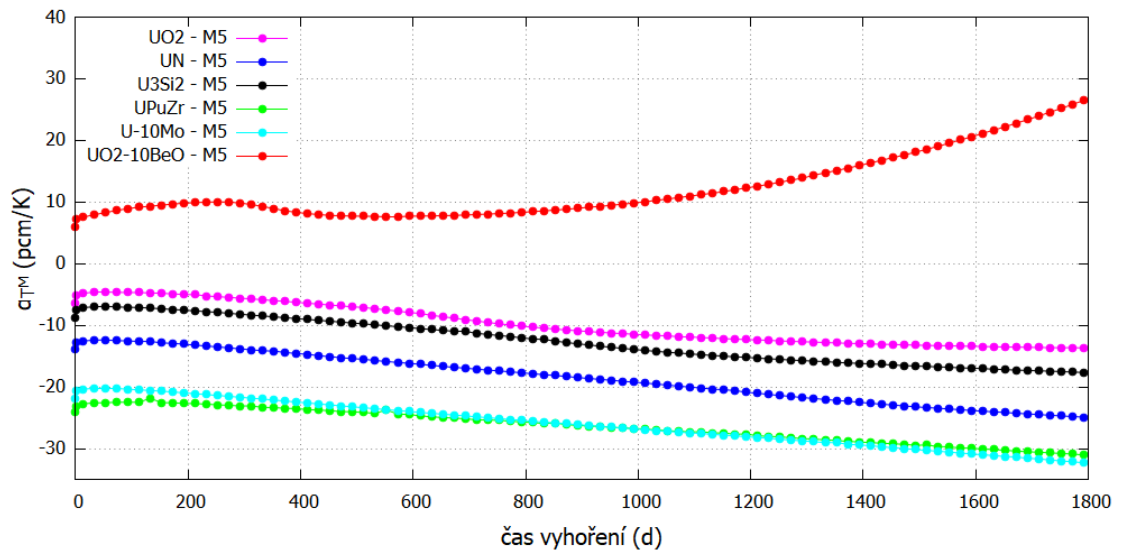
Stejně jako v předchozí podkapitole 6.2 byly z důvodu přehlednosti vytvořeny tabulky znázorňující relativní změnu (resp. relativní posun celé křivky)  $\alpha$  vůči pokrytí M5<sup>®</sup> pro veškerá analyzovaná pokrytí palivových proutků.



### 6.3.1 Zvýšení teploty moderátoru



**Obrázek 6.4:** Závislost  $\alpha_{TM}$  na vyhoření paliva - peletka  $UO_2$  se všemi pokrytími (Zvýšení teploty moderátoru)



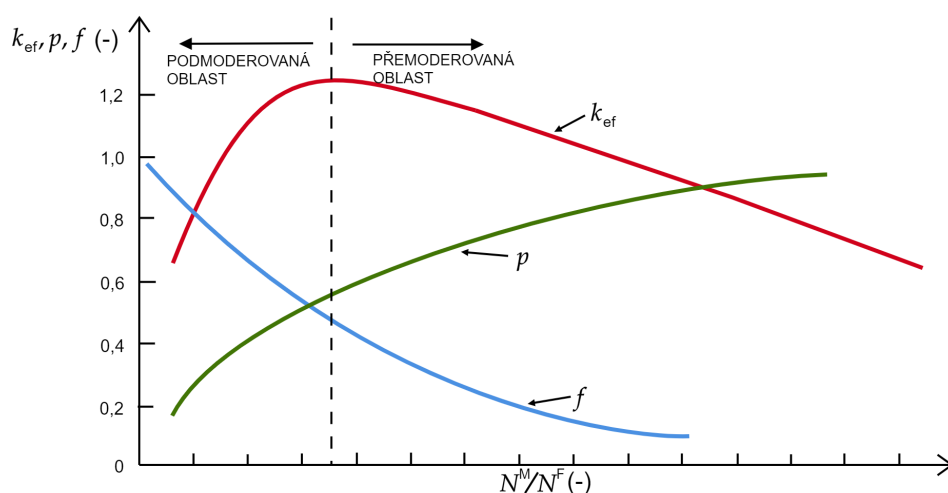
**Obrázek 6.5:** Závislost  $\alpha_{TM}$  na vyhoření paliva - pokrytí  $M5^{\text{®}}$  se všemi peletkami. (Zvýšení teploty moderátoru)

**Tabulka 6.5:** Relativní změna  $\alpha_{TM}$  vůči pokrytí  $M5^{\text{®}}$  (Zvýšení teploty moderátoru)

	$\Delta\alpha_{TM}$ (pcm/K)				
	APMT	Alkrothal 14	Alloy 33	APMT+Tyranno SA3	APMT+TzM
$UO_2$	$-1,27 \pm 0,08$	$0,66 \pm 0,06$	$0,07 \pm 0,05$	$0,52 \pm 0,03$	$-6,33 \pm 0,27$
UN	$-0,68 \pm 0,12$	$0,93 \pm 0,08$	$0,31 \pm 0,07$	$0,67 \pm 0,06$	$-5,35 \pm 0,10$
$U_3Si_2$	$-1,03 \pm 0,09$	$0,75 \pm 0,06$	$0,16 \pm 0,05$	$0,53 \pm 0,04$	$-5,78 \pm 0,18$
UPuZr	$0,35 \pm 0,37$	$1,20 \pm 0,21$	$0,67 \pm 0,21$	$0,49 \pm 0,08$	$-4,38 \pm 0,18$
U-10Mo	$-0,45 \pm 0,11$	$0,78 \pm 0,07$	$0,29 \pm 0,05$	$0,72 \pm 0,05$	$-3,57 \pm 0,06$
$UO_2-10BeO$	$-2,75 \pm 0,86$	$-0,37 \pm 0,76$	$-0,77 \pm 0,62$	$0,15 \pm 0,21$	$-8,26 \pm 1,26$

Při nežádoucím stavu LWR, např. zvýšení teploty moderátoru z nominálního stavu, dochází k snížení hodnoty reaktivity a k postupnému utlumení štěpné řetězové reakce. Tento trend snižování reaktivity je vidět u všech analyzovaných peletky, s výjimkou peletky typu  $\text{UO}_2\text{-10BeO}$ . U této analyzované peletky pravděpodobně došlo vlivem malého množství paliva k posunu do přemoderované oblasti a důsledkem toho k nárůstu reaktivity při zvýšení teploty moderátoru.

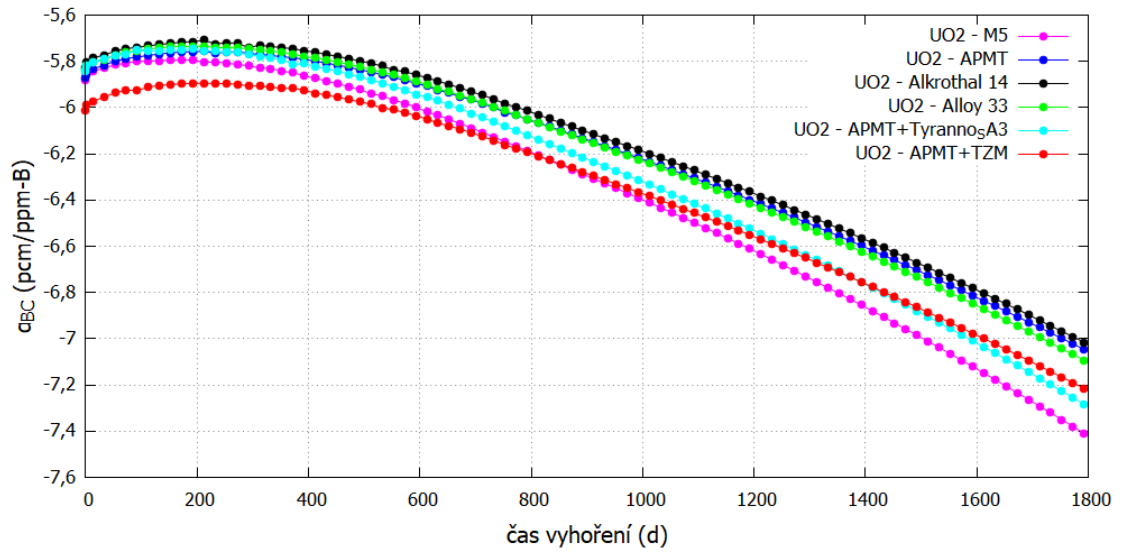
Jaderné reaktory jsou kvůli bezpečnosti obvykle provozovány v tzv. podmoderované oblasti. Na Obrázku 6.6 je znázorněna závislost  $k_{\text{ef}}$  (efektivní koeficient násobení),  $p$  (pravděpodobnost úniku rezonančního zachytu) a  $f$  (koeficient využití tepelných neutronů) na poměru  $N^{\text{M}}/N^{\text{F}}$  (atomová hustota moderátoru/paliva).



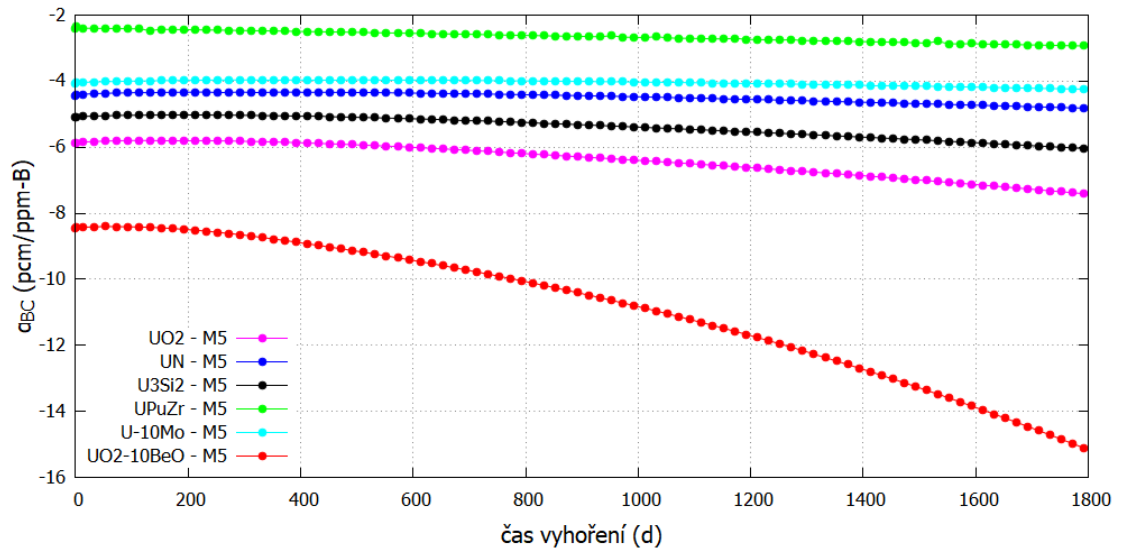
**Obrázek 6.6:** Závislost  $k_{\text{ef}}$ ,  $p$  a  $f$  na poměru atomových hustot moderátoru a paliva

Celková hmotnost  $\text{UO}_2$  v palivovém souboru činila 146,1 kg pro palivovou peletku  $\text{UO}_2\text{-10BeO}$  a 249,2 kg pro peletku  $\text{UO}_2$ . Z důvodu nedostatku paliva (rozdíl hmotnosti  $\text{UO}_2$  je přes 100 kg v jednom palivovém souboru) je předpokládáno, že koncept paliva  $\text{UO}_2\text{-10BeO}$  se nachází v přemoderované oblasti. Tuto hypotézu z části potvrzují výpočty, ale pro úplné potvrzení by bylo potřeba provést další výpočetní analýzu.

### 6.3.2 Zvýšení koncentrace boru



**Obrázek 6.7:** Závislost  $\alpha_{BC}$  na vyhoření paliva - peletka  $UO_2$  se všemi pokrytími (Zvýšení koncentrace boru)



**Obrázek 6.8:** Závislost  $\alpha_{BC}$  na vyhoření paliva - pokrytí  $M5^{\text{®}}$  se všemi peletkami (Zvýšení koncentrace boru)

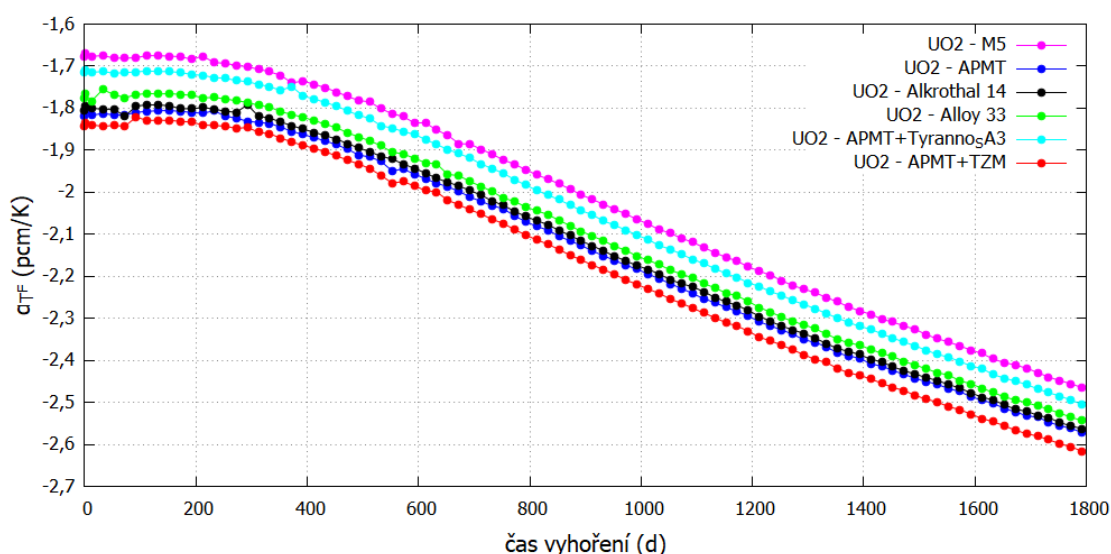
**Tabulka 6.6:** Relativní změna  $\alpha_{BC}$  vůči pokrytí  $M5^{\text{®}}$  (Zvýšení koncentrace boru)

	$\Delta\alpha_{BC}$ (pcm/ppm-B)				
	APMT	Alkrothal 14	Alloy 33	APMT+Tyranno SA3	APMT+TzM
$UO_2$	$0,20 \pm 0,09$	$0,20 \pm 0,08$	$0,16 \pm 0,07$	$0,08 \pm 0,02$	$0,02 \pm 0,08$
UN	$0,07 \pm 0,03$	$0,09 \pm 0,03$	$0,08 \pm 0,02$	$0,04 \pm 0,01$	$-0,02 \pm 0,03$
$U_3Si_2$	$0,11 \pm 0,05$	$0,13 \pm 0,05$	$0,11 \pm 0,04$	$0,06 \pm 0,01$	$-0,01 \pm 0,05$
U-Pu-Zr	$0,00 \pm 0,02$	$0,01 \pm 0,02$	$0,01 \pm 0,02$	$0,02 \pm 0,01$	$-0,03 \pm 0,02$
U-10Mo	$0,06 \pm 0,02$	$0,07 \pm 0,02$	$0,06 \pm 0,01$	$0,04 \pm 0,01$	$0,00 \pm 0,02$
$UO_2-10BeO$	$0,60 \pm 0,42$	$0,68 \pm 0,41$	$0,54 \pm 0,34$	$0,19 \pm 0,10$	$0,32 \pm 0,37$

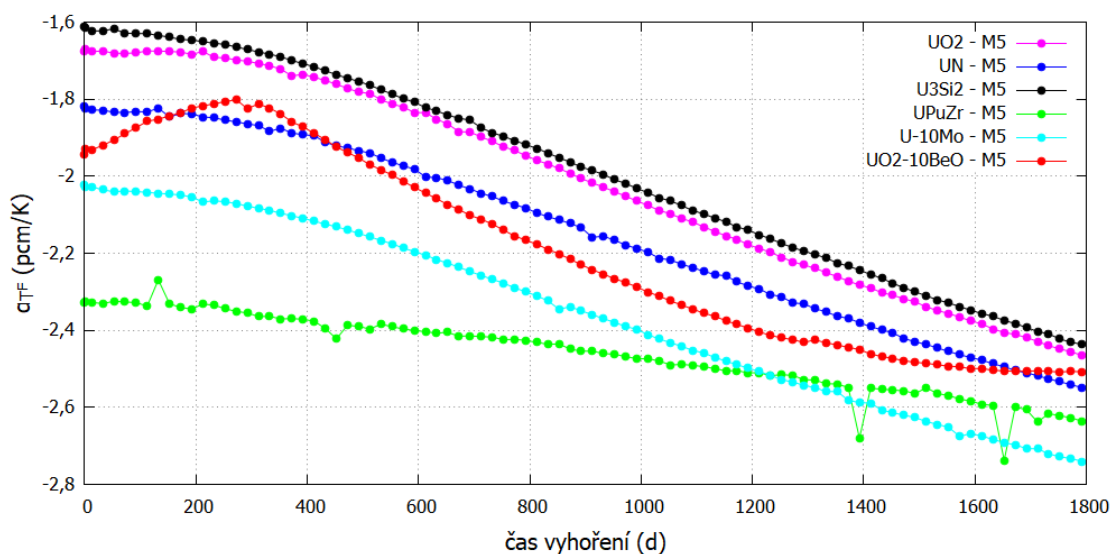
Při zvýšení koncentrace boru (BC) lze pozorovat, že jednotlivé analyzované pokrytí palivových proutků se z hlediska neutroniky zásadním způsobem neliší.

V případě palivových peletek se opět odlišuje peletka typu  $\text{UO}_2\text{-10BeO}$ , pro kterou zvýšení BC vede k největšímu poklesu změny reaktivity ze všech analyzovaných peletek. Tato skutečnost potvrzuje domněnku, že se palivo nachází v přemoderované oblasti. Celkové spektrum neutronů je posunuto do nižších energií, a proto má bor největší vliv na změnu reaktivity.

### 6.3.3 Zvýšení teploty paliva



**Obrázek 6.9:** Závislost  $\alpha_{TF}$  na vyhoření paliva - peletka  $\text{UO}_2$  se všemi pokrytími (Zvýšení teploty paliva)



**Obrázek 6.10:** Závislost  $\alpha_{TF}$  na vyhoření paliva - pokrytí  $\text{M5}^{\text{®}}$  se všemi peletkami (Zvýšení teploty paliva)

**Tabulka 6.7:** Relativní změna  $\alpha_{TF}$  vůči pokrytí M5<sup>®</sup> (Zvýšení teploty paliva)

	$\Delta\alpha_{TF}$ (pcm/K)				
	APMT	Alkrothal 14	Alloy 33	APMT+Tyranno SA3	APMT+TZM
<b>UO<sub>2</sub></b>	-0,11 ± 0,01	-0,11 ± 0,01	-0,09 ± 0,00	-0,04 ± 0,00	-0,15 ± 0,00
<b>UN</b>	-0,11 ± 0,01	-0,10 ± 0,00	-0,07 ± 0,00	-0,03 ± 0,00	-0,14 ± 0,00
<b>U<sub>3</sub>Si<sub>2</sub></b>	-0,12 ± 0,00	-0,11 ± 0,00	-0,08 ± 0,00	-0,04 ± 0,00	-0,15 ± 0,01
<b>UPuZr</b>	-0,02 ± 0,04	-0,03 ± 0,03	-0,02 ± 0,03	-0,02 ± 0,01	-0,06 ± 0,03
<b>U-10Mo</b>	-0,10 ± 0,00	-0,10 ± 0,00	-0,07 ± 0,00	-0,03 ± 0,00	-0,09 ± 0,00
<b>UO<sub>2</sub>-10BeO</b>	-0,14 ± 0,04	-0,12 ± 0,04	-0,10 ± 0,03	-0,05 ± 0,00	-0,17 ± 0,03

Při zvýšení teploty paliva dochází k poklesu reaktivity u všech analyzovaných kombinací analyzovaných peletky a pokrytí. Největší pokles reaktivity je zaznamenán u peletky typu UPuZr.

# Kapitola 7

## Provozní charakteristiky SMR s ATF palivem

### 7.1 Malé modulární reaktory

Za malé modulární reaktory (SMR - Small Modular Reactors) jsou označovány nově vyvíjené jaderné reaktory s řádově menším výkonem, než mají dosavadní energetické jaderné reaktory. Agentura IAEA označuje za SMR reaktory s elektrickým výkonem do 300 MWe (malé nebo malé modulární) a reaktory produkující (300 - 700) MWe (SMR střední velikosti). Jiné dělení bylo zavedeno americkým ministerstvem energetiky (DOE), které SMR definuje jako JR s tepelným výkonem nepřevyšujícím 1000 MWt. [68]

Výhodou SMR je především jejich modularita. Před začátkem stavby velké jaderné elektrárny je potřeba vytvořit originální projekt, který se pro každou JE může více, či méně lišit. Tyto odlišnosti zvyšují náklady na výstavbu JE. V případě SMR tento problém z velké části vymizí.

Předpokládá se vytvoření návrhu celého modulu, který bude kompletně vyroben a sestrojen v továrně. Jeden modul bude obsahovat kompletní primární okruh (AZ, parogenerátory, regulační tyče, atd.). Tento modul bude dopraven na místo budoucí JE a připojen k přívodu napájecí vody a odvodu páry.

Další výhodou je relativně malý tepelný výkon, který významným způsobem snižuje pravděpodobnost vzniku vážné jaderné havárie. Malé modulární reaktory lze dělit podle typu chladiva, spektra neutronů a konstrukce do několika skupin [69]:

- lehkovodní reaktory,
- vysokoteplotní plynem chlazené reaktory,
- reaktory pracující s rychlými neutrony,
- reaktory chlazené roztavenými solemi.

Vlivem stále se zvyšující spotřeby elektrické energie a celosvětové snahy přejít při výrobě elektřiny k tzv. čistým zdrojům energie, mezi které byla evropskou komisí dočasně zařazena i energie jaderná, se většina států ubírá k výzkumu a vývoji SMR. [70]

Státy s pokročilým stádiem vývoje reaktorů SMR jsou zejména Rusko, UK, USA, Čína, Japonsko a Argentina. V České republice bylo navrženo několik SMR konceptů, z nichž v nejpokročilejší fázi vývoje je projekt Energy Well. [71]

Energy Well je koncept SMR vyvíjený v ÚJV a Centru výzkumu Řež. Jedná se o projekt vysokoteplotního reaktoru o výkonu 20 MWt chlazeného tekutou solí. [72]

Veškeré známé projekty zabývající se SMR do roku 2020 jsou blíže popsány v dokumentu [72], který byl publikován mezinárodní agenturou pro atomovou energii (IAEA).

Nejbližší k zavedení do běžného provozu a komerčnímu využití se jeví projekt americké společnosti NuScale Power.<sup>14</sup> Pro tento projekt se očekává, že první demonstrační reaktor přejde do komerčního provozu v roce 2029. [74]

Z tohoto hlediska byla AZ reaktoru od společnosti NuScale vybrána pro provedení analýzy vlivu speciálních konceptů ATF paliv na 3D celozónový výpočet.

## NuScale SMR

Návrh malého modulárního reaktoru NuScale od společnosti NuScale Power je založen na konceptu lehkovodního reaktoru moderovaného i chlazeného lehkou vodou. Koncept staví na dlouholetých zkušenostech s provozem LWR reaktorů a velkém množství vzájemně redundantních bezpečnostních systémech.

Společnost NuScale Power uvažuje s výstavbou JE obsahující 6 nebo 12 modulů. Moduly budou uloženy v odstíněném bazénu zatopeném vodou. Výměna paliva bude probíhat v prostoru tohoto bazénu. Poté bude s využitím zařízení na výměnu paliva umístěno do odděleného bazénu pro vyhořelé palivo, kde bude ponecháno dalších 10 let. Schéma NuScale reaktorové haly je zobrazeno na Obrázku 7.2. [74]

Každých 18 měsíců je 1/3 palivových souborů vyměněna a odstávka trvá 10 dní. Voda v reaktoru proudí přirozenou cirkulací zdola nahoru skrz AZ, jak je zobrazeno na Obrázku 7.1. Využití reaktoru NuScale nespočívá pouze v generování elektrické energie do sítě. Dalšími možnými použitími je např. odsolování mořské vody, produkce vodíku a dalších. [74]

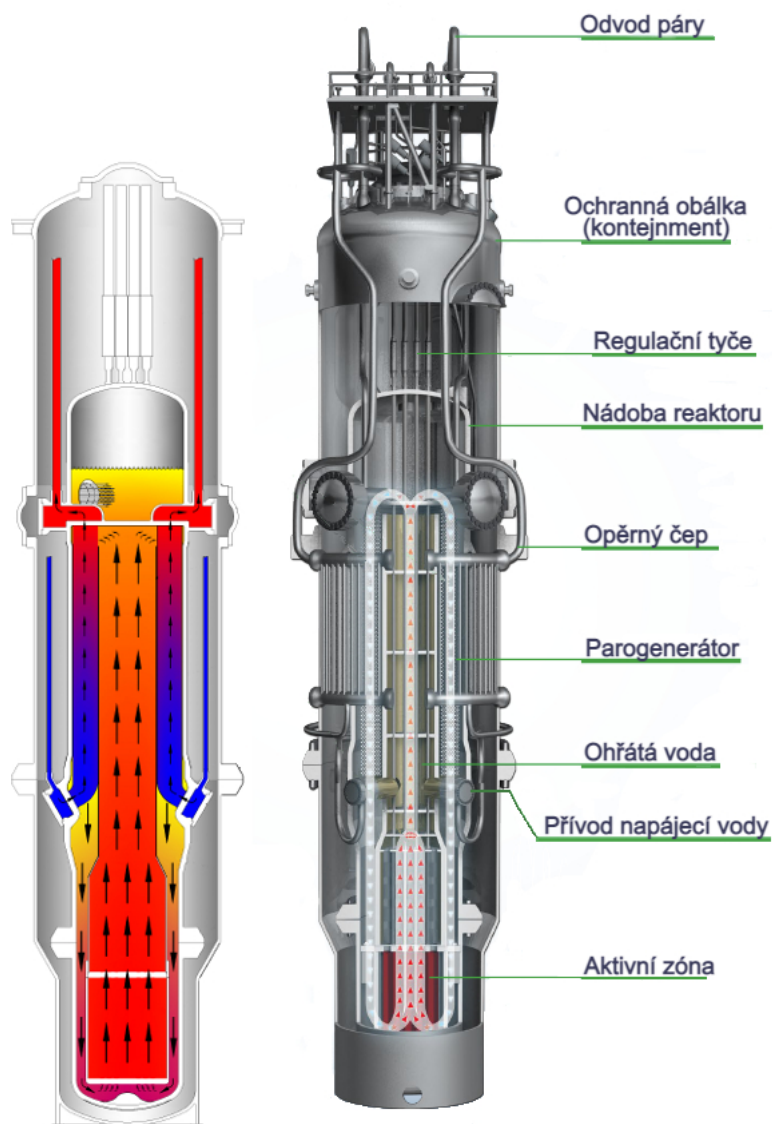
Základní charakteristiky jednoho NuScale modulu jsou popsány v Tabulce 7.1.

---

<sup>14</sup>Za první komerčně využívaný SMR lze považovat plovoucí jadernou elektrárnu Akademik Lomonosov využívající dva lehkovodní jaderné reaktory o elektrickém výkonu 35 MWe. [73]

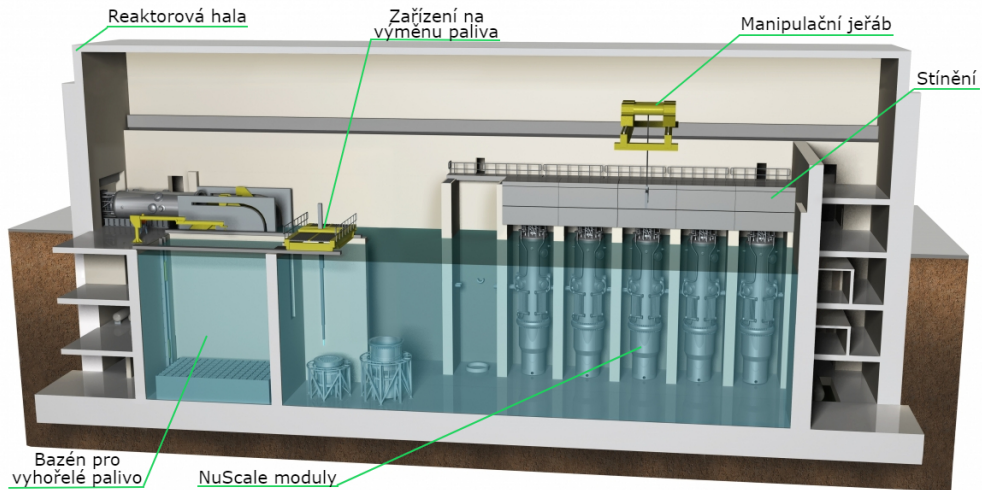
**Tabulka 7.1:** Základní charakteristiky NuScale SMR [65]

Fyzikální veličina	Hodnota
Tepelný výkon (MWt)	160
Elektrický výkon (MWe)	77
Tlak v AZ (MPa)	12,76
Průměrná teplota v AZ (°C)	284
Specifický výkon ( $W\ g^{-1}$ )	18
Průměr AZ (cm)	151
Počet palivových souborů (-)	37
Počet palivových proutků v souboru (-)	264
Obohacení paliva $UO_2$ (%)	<5
Slitina pokrytí palivových proutků (-)	M5
Koncentrace vyhořívajícího absorbátoru $Gd_2O_3$ (%)	<8



**Obrázek 7.1:** Schéma NuScale reaktoru [74], [75] (modifikováno)





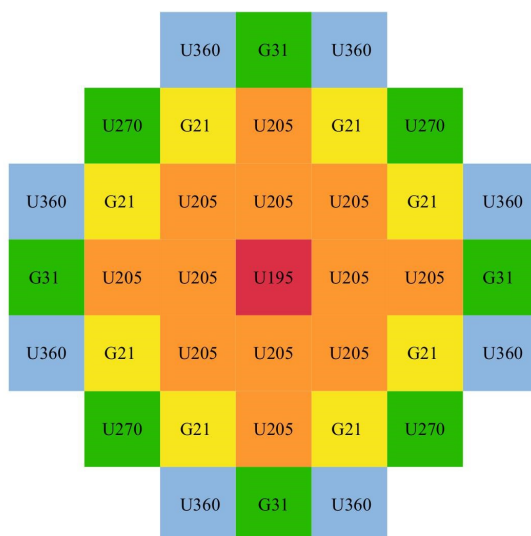
Obrázek 7.2: Schéma NuScale reaktorové haly [75] (modifikováno)

## 7.2 Celozónový výpočet s vybranými ATF palivy

Celozónový výpočet, pro reaktor od společnosti NuScale, byl proveden na již existujícím modelu v deterministickém makrokódu PARCS. Pro celozónový výpočet byly připraveny specifické knihovny makroskopických jaderných dat pro vybrané typy pokrytí a palivových peletek. V rámci celozónového výpočtu byly analýzy primárně zaměřeny na následující neutronické parametry:

- kritická koncentrace boru,
- rozložení výkonu v AZ,
- váhy jednotlivých skupin regulačních tyčí,
- zpětnovazební koeficienty reaktivity.

Schéma modelu AZ reaktoru NuScale je zobrazeno na Obrázku 7.3.



- U195 - 1,95% obohacené palivové proutky
- U205 - 2,05% obohacené palivové proutky
- U270 - 2,70% obohacené palivové proutky
- U360 - 3,60% obohacené palivové proutky
- G21 - 256 palivových proutků obohacených na 2,7 %, 8 palivových proutků obohacených na 1,8 % s 2,5 % Gd
- G31 - 256 palivových proutků obohacených na 3,6 %, 8 palivových proutků obohacených na 1,5 % s 3,0 % Gd

Obrázek 7.3: Schéma modelu AZ reaktoru NuScale

Pro analýzu ATF paliv v tomto celozónovém modelu byly vybrány 3 kombinace peletky a pokrytí, pro které byly provedeny výše zmíněné analýzy:

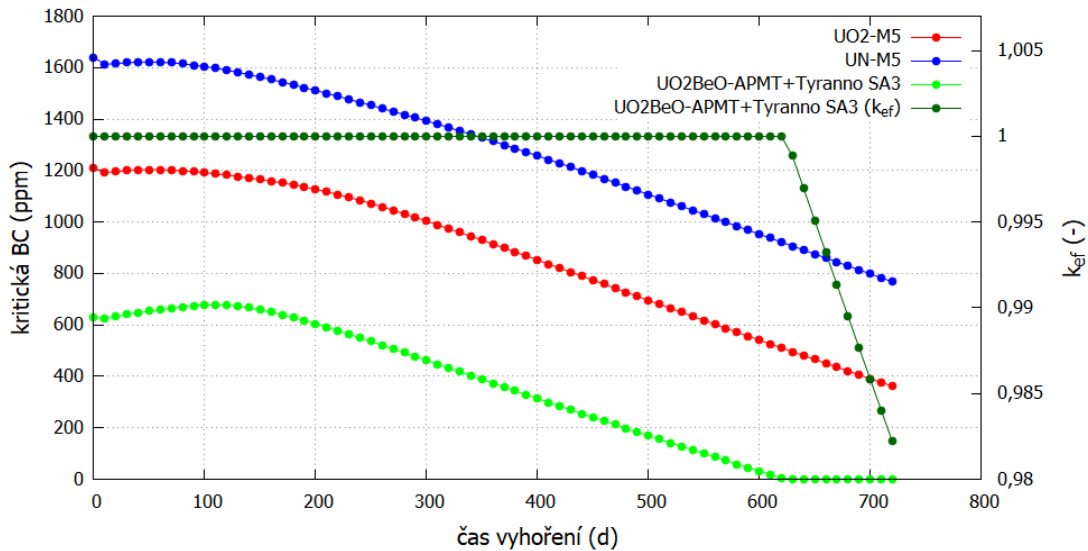
- $\text{UO}_2$  - M5,
- UN - M5,
- $\text{UO}_2$ -10BeO - APMT+Tyranno SA3.

Kombinace  $\text{UO}_2$ -M5 je uvažována v základním návrhu reaktoru NuScale a byla tedy zvolena jako referenční pro porovnání s ostatními kombinacemi. Peletky typu UN byly vybrány pro analýzu v celozónovém modelu se stejným typem pokrytí (M5), aby bylo možné detailněji zkoumat výhody této peletky oproti  $\text{UO}_2$ . Kombinace palivových peletky  $\text{UO}_2$ -10BeO a pokrytí APMT+Tyranno SA3 byla vybrána kvůli zvláštnímu chování  $\text{UO}_2$ -10BeO peletky na modelu nekonečného palivového souboru a pokrytí APMT+Tyranno SA3 kvůli nejbližší neutronické podobnosti k pokrytí M5 (viz podkapitola 6.2).

### 7.2.1 Kritická koncentrace boru

Kritická koncentrace boru byla hledána pro případ úplně vytažených regulačních tyčí a maximálního výkonu reaktoru. Palivo bylo vyhoříváno 720 dní s krokem 10 dní. V každém dílčím kroku byla zkoumána kritická koncentrace boru.

Na Obrázku 7.4 je zobrazena závislost kritické koncentrace boru na čase vyhoření pro všechny vybrané kombinace peletky a pokrytí.



**Obrázek 7.4:** Graf závislosti kritické koncentrace boru (levá osa) a  $k_{ef}$  (pravá osa) na vyhoření

S postupným vyhoříváním klesá kritická koncentrace boru v moderátoru u kombinací  $\text{UO}_2$ -M5, UN-M5. Výjimkou je opět  $\text{UO}_2$ -10BeO-APMT+Tyranno SA3, pro

který nejdříve kritická BC roste a poté klesá do nuly okolo 620 dne. Tmavě zelenou barvou je navíc znázorněn průběh  $k_{ef}$  pro  $UO_2$ -10BeO-APMT+Tyranno SA3, který je do 620 dne roven jedné a poté prudce klesá. Po tomto dni není možné dosáhnout kritického stavu.

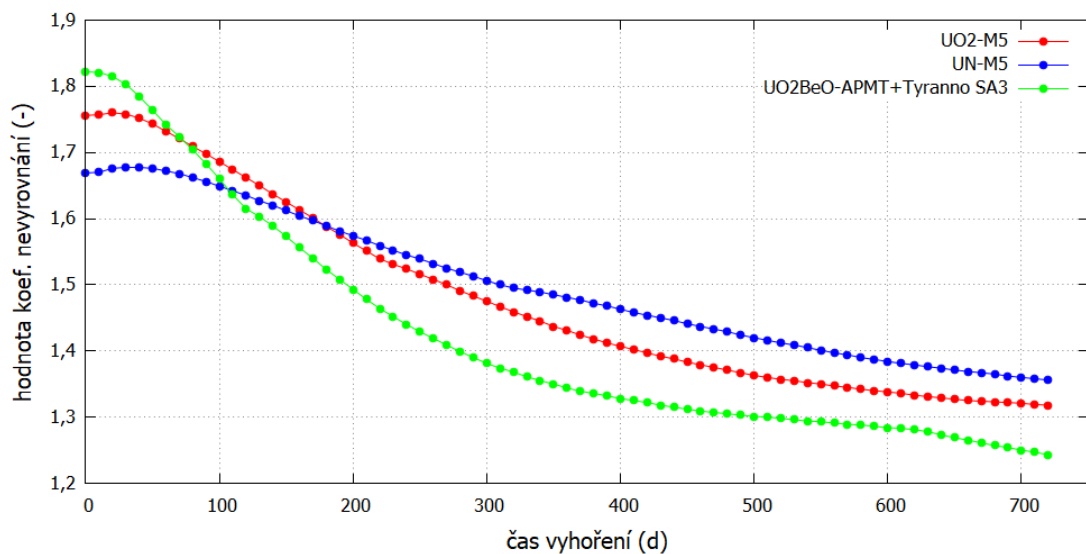
## 7.2.2 Rozložení výkonu v AZ

Rozložení výkonu v AZ bylo analyzováno po dobu 720 dní vyhoření s krokem 10 dní. V každém kroku byly zkoumány koeficienty nevyrovnání výkonu ( $P_{xyz}$ ,  $P_{xy}$ ,  $P_z$ ). Příslušná hodnota koeficientu vyjadřuje poměr maximálního a středního výkonu v palivovém souboru v daném směru. Koeficienty nevyrovnání výkonu jsou běžně měřeny v AZ a jsou využívány pro porovnání rozdílů mezi výpočtem a měřením. [76]

Koeficient  $P_{xyz}$ , také nazývaný  $K_v$  koeficient<sup>15</sup>, značí relativní výkon maximálně zatíženého nodu ( $Q_{PS}^{max}$ ) ku střednímu výkonu nodu v AZ ( $Q_{PS}^{stř}$ ). Koeficient  $P_{xy}$ , také nazývaný  $K_q$  koeficient<sup>16</sup>, je definovaný jako podíl maximálního integrálního výkonu palivového souboru ( $N_{PS}^{max}$ ) a střední hodnoty integrálního výkonu ( $N_{PS}^{stř}$ ) v celé AZ. Koeficient  $P_z$  vyjadřuje poměr výkonu axiálního úseku a středního výkonu axiálního úseku palivového souboru. [76]

Tyto koeficienty byly počítány pro všechny vybrané kombinace peletek a pokrytí.

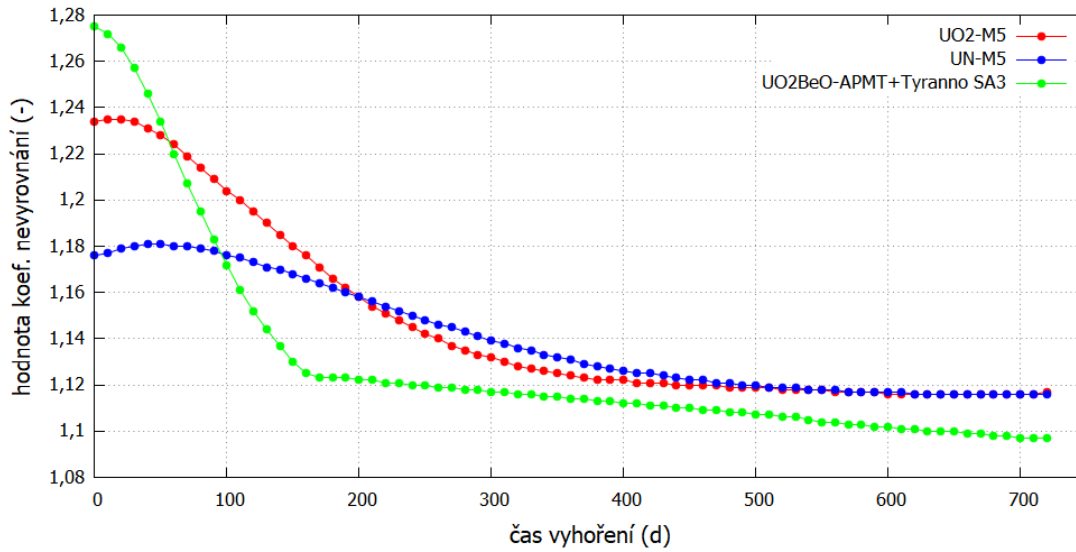
Byly vytvořeny 3 grafy závislosti daného koeficientu nevyrovnání výkonu na vyhoření paliva pro různé ATF paliva. Obrázek 7.5 zobrazuje koeficient nevyrovnání výkonu  $P_{xyz}$ , Obrázek 7.6 zobrazuje  $P_{xy}$  a Obrázek 7.7 koeficient  $P_z$ .



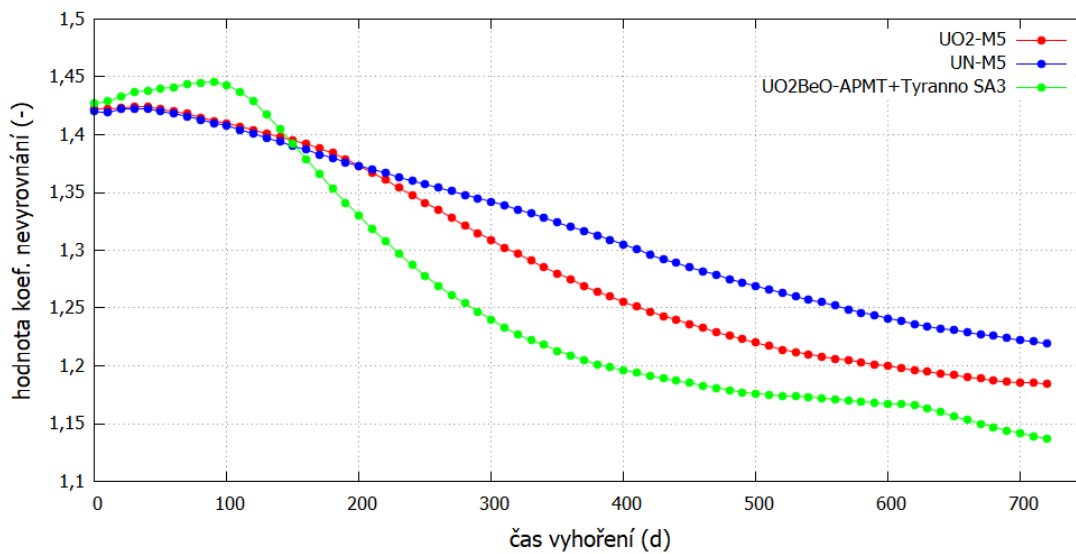
**Obrázek 7.5:** Graf závislosti koeficientu nevyrovnání výkonu  $P_{xyz}$  na vyhoření

<sup>15</sup>Objemový koeficient nevyrovnání lineárního výkonu palivového souboru.

<sup>16</sup>Radiální koeficient nevyrovnání integrálních výkonů palivového souboru.



**Obrázek 7.6:** Graf závislosti koeficientu nevyrovnání výkonu  $P_{xy}$  na vyhoření

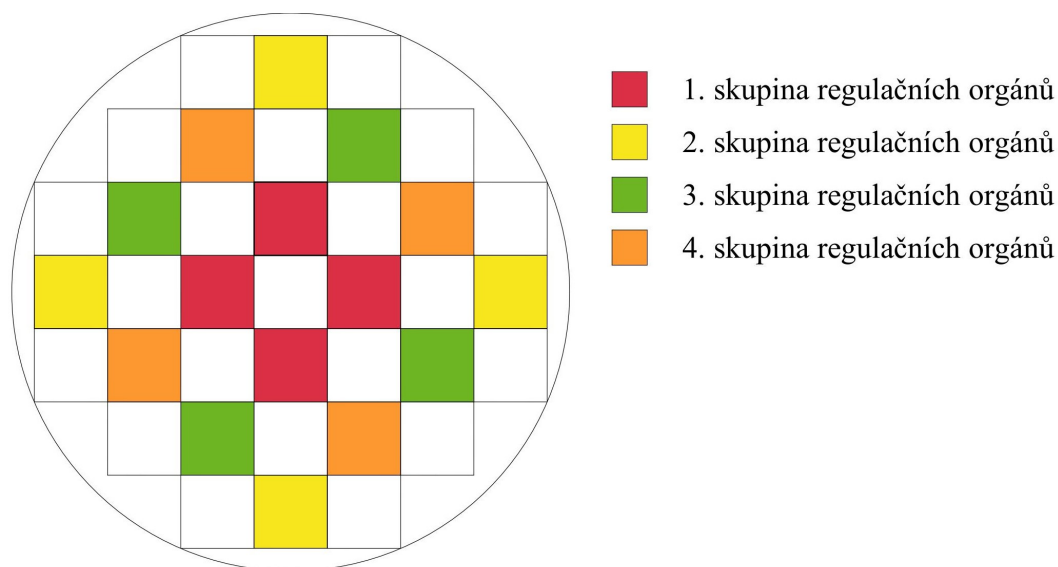


**Obrázek 7.7:** Graf závislosti koeficientu nevyrovnání výkonu  $P_z$  na vyhoření

Pro všechny analyzované koncepty lze s vyhoříváním paliva pozorovat postupné vyrovnávání výkonu v AZ. Trend křivek pro jednotlivé koncepty se liší a samotné křivky se s postupem vyhořívání vyvíjí různými způsoby.

### 7.2.3 Váhy skupin regulačních tyčí

Váhy regulačních tyčí byly analyzovány zvlášť pro všechny 4 skupiny regulačních tyčí. Polohy jednotlivých skupin regulačních tyčí v AZ reaktoru NuScale jsou zobrazeny na Obrázku 7.8.



**Obrázek 7.8:** Polohy jednotlivých skupin regulačních tyčí v AZ reaktoru NuScale

V Tabulce 7.2 jsou zobrazeny váhy jednotlivých skupin regulačních tyčí (CR) při maximálním výkonu reaktoru v nultém kroku vyhoření pro všechny analyzované koncepty. Váhy CR byly počítány jako rozdíl reaktivit všech vysunutých regulačních tyčí a zasunuté jedné skupiny.

**Tabulka 7.2:** Váhy jednotlivých skupin regulačních tyčí pro analyzované koncepty

	Váha skupiny regulačních tyčí (pcm)			
	1. Skupina	2. Skupina	3. Skupina	4. Skupina
1UO <sub>2</sub> - M5	4020	1883	3381	338
UN - M5	3269	1805	3055	3055
UO <sub>2</sub> -10BeO - APMT + Tyranno SA3	3783	2584	4016	4016

Skupiny 2,3,4 slouží jako regulační tyče k regulaci výkonu reaktoru a 1.skupina jsou bezpečnostní tyče, které jsou v případě nežádoucího stavu JR zasunuty do AZ a ukončují štěpnou řetězovou reakci.

Skupiny 2 a 3 váží stejně pro všechny analyzované koncepty. Tyto skupiny jsou vůči sobě posunuty o 45° a palivová vsázka je symetrická, proto vychází váhy skupin tyčí shodně (viz Obrázek 7.8).

## 7.2.4 Zpětnovazební koeficienty reaktivity

Výpočetní kód PARCS (ve verzi v331) neumožňuje automatizovaný způsob výpočtu zpětnovazebních koeficientů jako např. kód ANDREA. Kvůli tomu musí být k výpočtu přistoupeno jiným způsobem.

Výpočet zpětnovazebních koeficientů v kódu PARCS lze provést např. změnou výkonu reaktoru nebo změnou vstupní teploty moderátoru.

Ve 3 různých časech vyhoření (0, 360, 720) dní byly provedeny odskoky z 50 % na 100 % výkonu reaktoru pro všechny analyzované koncepty paliva. Tabulka 7.3 zobrazuje zpětnovazební koeficienty reaktivity při změně výkonu reaktoru o 1 % ( $\alpha_{\text{POW}}$ ) ve třech různých časech vyhoření.

**Tabulka 7.3:** Změna reaktivity při zvýšení výkonu reaktoru o 1 %

	Čas vyhoření (d)	$\alpha_{\text{POW}}$ (pcm/%)
UO <sub>2</sub> -M5	0	-17,41
	360	-18,00
	720	-19,50
UN-M5	0	-21,61
	360	-22,24
	720	-23,58
UO <sub>2</sub> -10BeO- -APMT + Tyranno SA3	0	-11,45
	360	-11,18
	720	-11,85

Pro všechny analyzované koncepty paliv dochází při zvýšení výkonu reaktoru k poklesu reaktivity. S časem vyhoření tento nárůst reaktivity vzrůstá, s výjimkou paliva UO<sub>2</sub>-10BeO - APMT+Tyranno SA3, u kterého hodnota reaktivity v čase vyhoření 360 dní mírně klesla oproti začátku vyhořívání.

Následně, opět ve 3 různých časech vyhoření (0, 360, 720) dní, byly provedeny odskoky ze vstupní teploty moderátoru 551,15 K na teplotu 571,15 K pro všechny analyzované koncepty paliva. Tabulka 7.4 zobrazuje zpětnovazební koeficient reaktivity při nárůstu vstupní teploty moderátoru o 1 K ( $\alpha_{\text{T.M}}$ ) ve třech různých časech vyhoření.

**Tabulka 7.4:** Změna reaktivity při nárůstu vstupní teploty moderátoru o 1 K

	Čas vyhoření (d)	$\alpha_{TM}$ (pcm/K)
UO <sub>2</sub> -M5	0	-13,12
	360	-21,14
	720	-27,35
UN-M5	0	-26,52
	360	-34,61
	720	-41,91
UO <sub>2</sub> -10BeO- -APMT + Tyranno SA3	0	9,91
	360	5,54
	720	3,92

Stejně jako tomu bylo při analýze UO<sub>2</sub>-10BeO peletek na modelu nekonečného palivového souboru (viz podkapitola 6.3.1), i pro analýzu na celozónovém modelu, dochází při nárůstu teploty moderátoru k nárůstu reaktivity. Tento nežádoucí efekt nárůstu reaktivity byl blíže vysvětlen v podkapitole 6.3.1.

Z neutronických analýz prováděných na celozónovém modelu plyne lepší chování ATF peletky UN oproti standardní peletce UO<sub>2</sub> zejména z hlediska bezpečnosti. Koeficienty nevyrovnání výkonu jsou velice podobné pro obě peletky. Znatelný rozdíl je ve zpětnovazebných koeficientech reaktivity. Při změně výkonu reaktoru se hodnoty liší přibližně o 4 pcm/% (viz Tabulka 7.3). Při nárůstu vstupní teploty moderátoru jsou rozdíly ještě větší a to přibližně 13 pcm/K (viz Tabulka 7.4).

# Závěr

V práci je provedena rešerše jaderných numerických simulací a využívaných zjednodušení pro celozónové deterministické výpočty.

Deterministické výpočetní kódy hrají významnou roli v provádění analýz jaderných reaktorů. Výpočetní kapacity dnešních počítačů nedosahují takové úrovně, aby bylo možno provádět náročnější výpočty jaderných zařízení s využitím pouze stochastického přístupu.

Při provádění celozónových výpočtů jsou ve většině případů připravena makroskopická jaderná data deterministickým mikrokódem. Tato makroskopická data jsou společně s geometrickými (rozměry paliva, rozteč paliva, počet palivových souborů, atd.) a provozními charakteristikami (obohacení paliva, předpokládané provozní stavy, vstupní teplota moderátoru, atd.) vloženy do deterministického makrokódu. Pro snížení časové náročnosti a možnosti efektivního propojení neutronického kódu s termohydraulickým jsou využívána zjednodušení (homogenizace, parametrizace a kondenzace).

Dále je v práci provedena rešerše ATF konceptů palivových peletek, pokrytí palivového proutku a nepalivových elementů.

Z ATF konceptů pokrytí palivového proutku se v blízké době pro zavedení do běžného provozu očekává varianta modifikace stávajících Zr-pokrytí (např. přidáním aditivní vrstvy Cr). Dále také pokrytí na bázi slitiny FeCrAl, u kterého se předpokládá úplné nahrazení Zr-pokrytí. U konceptů ATF palivových peletek se jedná zejména o směsi uranu a prvků zlepšujících tepelnou vodivost (UN,  $U_3Si_2$ , UPuZr).

Pro zpřesnění neutronických výpočtů bylo potřeba zjistit průměrné teploty generované v palivových peletkách. Pro zjištění těchto teplot, byl proveden jednoduchý analytický výpočet. Výpočet navíc poskytuje informace o znatelně nižších generovaných teplotách ve všech ATF peletkách, oproti stávající  $UO_2$  peletce.

Neutronické efekty vybraných ATF paliv byly zkoumány na modelu nekonečného palivového souboru se zrcadlovými hraničními podmínkami v deterministickém mikrokódu SCALE-TRITON. Byla analyzována závislost kritičnosti na vyhoření paliva a zpětnovazební koeficienty reaktivity. Z této analýzy bylo primárně zjištěno nežádoucí chování u ATF peletky  $UO_2-10BeO$ , u které byly pozorovány kladné zpětné vazby při zvýšení teploty moderátoru. To je pravděpodobně způsobeno nedosta-



tečnou hmotností paliva a posunem do přemoderované oblasti. Pro potvrzení této hypotézy by bylo nutné provést další výpočty. Ostatní analyzované ATF koncepty se v tomto modelu vyznačují zejména lepším chováním při nežádoucím stavu JR (zvýšení teploty moderátoru nebo paliva).

Chování ATF paliv ve velkých AZ bylo již důkladně zkoumáno, ale analýzy v malých AZ nebyly dosud detailněji provedeny. Z tohoto důvodu byl proveden celozónový výpočet pro AZ lehkovodního malého modulárního reaktoru (SMR) od společnosti NuScale Power. Na tomto modelu byly zkoumány neutronické efekty (kritická koncentrace boru, rozložení výkonu v AZ, váhy jednotlivých skupiny regulačních tyčí a zpětnovazební koeficienty reaktivity).

Z tohoto celozónového modelu opět vychází kladný teplotní koeficient reaktivity od teploty moderátoru pro peletku  $\text{UO}_2\text{-10BeO}$ . Na základě výsledků provedených analýz se tato peletka (při současné geometrii paliva) **nejeví** jako vhodný ATF kandidát.

ATF palivové peletky UN se při neutronických analýzách prováděných na celozónovém modelu vyznačují zejména lepším chováním při nežádoucím stavu reaktoru oproti standardní  $\text{UO}_2$  peletce. Peletku UN lze z hlediska neutroniky považovat za **vhodného** ATF kandidáta.

Pokrytí palivových proutků nemělo zásadní vliv na neutroniku, pro detailnější analýzy ATF pokrytí by bylo nutné propojení neutronického kódu se sofistikovanějším termohydraulickým modelem.



# Reference

- [1] T. KULIKOWSKA. „Reactor lattice codes“. In: *Abdus Salam International Centre for Theoretical Physics*. Trieste: prosinec 2001. URL: <https://www.osti.gov/etdeweb/servlets/purl/20854882>.
- [2] A. PLOMPEN et al. „The joint evaluated fission and fusion nuclear data library, JEFF-3.3“. In: *The European Physical Journal*. 2020. URL: <https://link.springer.com/content/pdf/10.1140/epja/s10050-020-00141-9.pdf>.
- [3] M.B. CHADWICK, M. HERMAN a P. OBLOŽINSKÝ. „ENDF/B-VII.1 Nuclear Data for Science and Technology: Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data“. In: *Nuclear Data Sheets*. 2011. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nds.2011.11.002>.
- [4] S. M. BOWMAN. „SCALE 6: Comprehensive Nuclear Safety Analysis Code System“. In: *Taylor and Francis*. 2011. DOI: 10.13182/NT10-163.
- [5] B.T. REARDEN a M.A. JESSEE. „SCALE Code System. Version 6.2.1“. In: *Oak Ridge Laboratory*. Tennessee: 2016. URL: <https://info.ornl.gov/sites/publications/files/Pub68918.pdf>.
- [6] A. LABARILEL et al. „TRITON vs POLARIS. Comparison Between Two Modules for LWRs Modelling in SCALE 6.2“. In: *NENE*. Valencia: 2015. URL: [https://arhiv.djs.si/proc/nene2015/pdf/NENE2015\\_422.pdf](https://arhiv.djs.si/proc/nene2015/pdf/NENE2015_422.pdf).
- [7] A. WARD, Y. XU a T. DOWNAR. „Code for Generating the PARCS Cross Section. Interface File PMAXS“. In: *University of Michigan*. Michigan: 2016. URL: <http://nuram.engin.umich.edu/software/genpmaxs/>.
- [8] J. R. BASUALDO et al. „Integration of the subchannel thermal-hydraulic code SubChanFlow into the reactor dynamics code PARCS: Development and testing based on a computational benchmark“. In: *Progress in Nuclear Energy*. 2020. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.pnucene.2019.103138>.
- [9] R. A. JEYHOUNI, D. OCHBELAGH a A. GHARIB. „Assessment of an integral small modular reactor during rod ejection accident by using

- DRAGON/PARCS codes“. In: *Progress in Nuclear Energy*. 2018. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.pnucene.2018.05.010>.
- [10] A. F. BIELAJEW. „Fundamentals of the Monte Carlo method for neutral and charged particle transport“. In: *The University of Michigan*. 2020. URL: <http://websites.umich.edu/~nersb590/CourseLibrary/MCbook.pdf>.
- [11] A. F. BIELAJEW. „Chapter 1: History of Monte Carlo“. In: *The University of Michigan*. 2014. URL: <http://websites.umich.edu/~nersb590/CourseLibrary/c.pdf>.
- [12] P. SUK a J. FRÝBORT. „XS data preparation for 3D full core calculations“. In: *2020 21st International Scientific Conference on Electric Power Engineering (EPE)*. 2020. DOI: 10.1109/EPE51172.2020.9269255.
- [13] P. SUK. „Advance Homogenizations Methods for Pressurized Water Reactors“. In: *Acta Polytechnica CTU Proceedings*. 2018. DOI: 10.14311/APP.2018.19.0014.
- [14] S. CHOI et al. „On the diffusion coefficient calculation in two-step light water reactor core analysis“. In: *Journal of Nuclear Science and Technology*. 2017. DOI: 10.1080/00223131.2017.1299648.
- [15] A. YAMAMOTO, Y. KITAMURA a Y. YAMANE. „Cell homogenization methods for pin-by-pin core calculations tested in slab geometry“. In: *Annals of Nuclear Energy*. 2004. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2003.12.001>.
- [16] K. S. SMITH. „Spatial homogenization methods for light water reactor analysis“. In: 1980.
- [17] A. YAMAMOTO, Y. KITAMURA a Y. YAMANE. „Simplified Treatments of Anisotropic Scattering in LWR Core Calculations“. In: *Journal of Nuclear Science and Technology*. 2008. DOI: 10.1080/18811248.2008.9711430.
- [18] K.S. SMITH. „Assembly homogenization techniques for light water reactor analysis“. In: *Progress in Nuclear Energy*. 1986. DOI: [https://doi.org/10.1016/0149-1970\(86\)90035-1](https://doi.org/10.1016/0149-1970(86)90035-1).
- [19] J. C. BAPTISTA FIEL et al. „Parameterized representation of macroscopic cross section for PWR reactor“. In: *Annals of Nuclear Energy*. 2015. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2014.07.037>.
- [20] P. SUK. „Methods of XS data preparation for geometry with fuel DUMMY“. In: *Acta Polytechnica CTU Proceedings*. Praha: 2020. DOI: <https://doi.org/10.14311/APP.2020.28.0023>.

- [21] A. RINTALA. „Category:Energy group structures - Serpent Wiki“. In: 2017. URL: [http://serpent.vtt.fi/mediawiki/index.php/Category:Energy\\_group\\_structures](http://serpent.vtt.fi/mediawiki/index.php/Category:Energy_group_structures).
- [22] P. SUK a J. FRÝBORT. „Reflector macroscopic cross-section data uncertainties effect on the nodal code full-core calculation“. In: *Nuclear Engineering and Design*. 2020. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2020.110743>.
- [23] M. S. RAHEMA F. and MCKYNLEY. „High-order cross-section homogenization method“. In: *Annals of Nuclear Energy*. 2002. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0306-4549\(01\)00079-2](https://doi.org/10.1016/S0306-4549(01)00079-2).
- [24] A. HOEFER et al. „Homogenisation Techniques for Bounding Criticality Safety Analyses for Fuel Fabrication and Repair“. In: *11<sup>th</sup> International conference on Nuclear Criticality Safety*. Pari: 2019. URL: [https://www.researchgate.net/publication/335950521\\_Homogenisation\\_Techniques\\_for\\_Bounding\\_Criticality\\_Safety\\_Analyses\\_for\\_Fuel\\_Fabrication\\_and\\_Repair](https://www.researchgate.net/publication/335950521_Homogenisation_Techniques_for_Bounding_Criticality_Safety_Analyses_for_Fuel_Fabrication_and_Repair).
- [25] A. DALL’OSSO. „A spatial rehomogenization method in nodal calculations“. In: *Annals of Nuclear Energy*. 2006. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2006.05.008>.
- [26] A. HÉBERT. „Applied Reactor Physics - Third Edition“. In: *Presses Internationales Polytechnique*. 2021. ISBN: 9782553017445.
- [27] B. D. do AMARAL RODRIGUEZ a M.T. VILHENA. „An Overview of Boltzmann Transport Equation Solution for Neutrons, Photons and Electrons in Cartesian Geometry“. In: *Associaç, ao Brasileira de Energia Nuclear - Aben*. Sv. Rio de Janeiro: 2009. URL: [https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/\\_Public/41/115/41115759.pdf?r=1&r=1](https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/41/115/41115759.pdf?r=1&r=1).
- [28] K. TAKEUCHI. „A Numerical Method for Solving the Neutron Transport Equation in Finite Cylindrical Geometry“. In: *Journal of Nuclear Science and Technology*. 1969. DOI: 10.1080/18811248.1969.9732925.
- [29] J. FRÝBORT, L. HERALTOVÁ a M. ŠTEFÁNIK. „Úvod do reaktorové fyziky. teorie a cvičení“. In: V Praze, Praha: 2013. ISBN: 978-80-01-05322-5.
- [30] W. M. STACEY. „Nuclear reactor physics“. In: Weinheim: 2007. ISBN: 978-3-527-40679-1.
- [31] A.-M. BAURDON a J.-J. LAUTARD. „Simplified Pn transport core calculations in the Apollo3 system“. In: Gif-sur-Yvette: 2011. URL: [https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/\\_Public/48/022/48022303.pdf](https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/48/022/48022303.pdf).

- [32] P. REUSS. „Neutron physics“. In: *EDP Sciences*. Les Ulis: 2021. ISBN: 978-2759800414.
- [33] S. P. HAMILTONA a T. M. EVANSA. „Efficient solution of the simplified Pn equations“. In: *Oak Ridge National Laboratory*. Oak Ridge: 2014. URL: <https://www.osti.gov/servlets/purl/1185441>.
- [34] A. VIDAL-FERRANDIZ et al. „Solution of the Lambda modes problem of a nuclear power reactor using an h-p finite element method“. In: *Annals of Nuclear Energy*. 2014. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2014.05.026>.
- [35] A. ALVIM et al. „Depletion Calculation for a Nodal Reactor Physics Code“. In: *18th International Conference on Nuclear Engineering: Volume 2*. 2010. DOI: 10.1115/ICONE18-30310.
- [36] O. C. ZIENKIEWICZ, J. Z. ZHU a R. L. TAYLOR. „The finite element method. its basis and fundamentals“. In: *Elsevier*. Amsterdam: 2005. ISBN: 0750663200.
- [37] NUCLEAR ENERGY AGENCY. „State-of-the-Art Report on Light Water Reactor Accident-Tolerant Fuels“. In: 2018. URL: <https://www.oecd-ilibrary.org/content/publication/9789264308343-en>.
- [38] S.-Li CHEN, X.-Jie HE a C.-Xi YUAN. „Recent studies on potential accident-tolerant fuel-cladding systems in light water reactors“. In: *Nuclear Science and Techniques*. 2020. DOI: 10.1007/s41365-020-0741-9.
- [39] V. WAGNER. „Fukušima I poté“. In: *Novela bohemica*. Praha: 2015. ISBN: 978-80-87683-45-3.
- [40] J. KREJČÍ et al. „Development and testing of multicomponent fuel cladding with enhanced accidental performance“. In: *Nuclear Engineering and Technology*. 2020. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1738573319303432>.
- [41] D. YUM et al. „Current state and prospect on the development of advanced nuclear fuel system materials: A review“. In: *Materials Reports: Energy*. 2021. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2666935821000021>.
- [42] D. WACHS. „Characteristics of Accident Tolerant Fuel (ATF) for LWR Applications. Nuclear Waste Technical Review Board (NWTRB) Web meeting“. In: *National Technical Director, Advanced Fuels Campaign*. Idaho: 2022. URL: <https://www.nwtrb.gov/docs/default-source/meetings/2021/may/wachs.pdf?sfvrsn=6>.

- [43] K. A. TERRANI. „Accident tolerant fuel cladding development: Promise, status, and challenges“. In: *Journal of Nuclear Materials*. 2018. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2017.12.043>.
- [44] Ch. TANG et al. „Protective coatings on zirconium-based alloys as accident-tolerant fuel (ATF) claddings“. In: *Corrosion Reviews*. 2017. DOI: 10.1515/corrrev-2017-0010.
- [45] M. ŠEVEČEK. „Limiting Characteristics of the New Accident Tolerant Fuel Cladding Concepts“. In: Praha: 2019.
- [46] Y. YUKINORI et al. „Optimized properties on base metal and thin-walled tube of generation II ATF FeCrAl“. In: United States: 2015. DOI: 10.2172/1214036.
- [47] J. L. VANDERGRIFT et al. „Oxidation behavior of Zirconium, Zircaloy-3, Zircaloy-4, Zr-1Nb, and Zr-2.5Nb in air and oxygen“. In: *Nuclear Materials and Energy*. 2019. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nme.2019.100692>.
- [48] G. SHIXIN et al. „Deuterium permeability and diffusivity in FeCrAl alloys for LWR cladding application“. In: *International Journal of Hydrogen Energy*. 2022. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2022.04.147>.
- [49] Q. BOWEN et al. „A review on thermohydraulic and mechanical-physical properties of SiC, FeCrAl and Ti<sub>3</sub>SiC<sub>2</sub> for ATF cladding“. In: *Nuclear Engineering and Technology*. 2020. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.net.2019.07.030>.
- [50] D. R. COSTA et al. „Interface interactions in UN-X-UO<sub>2</sub> systems (X = V, Nb, Ta, Cr, Mo, W) by pressure-assisted diffusion experiments at 1773 K“. In: *Journal of Nuclear Materials*. 2022. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2022.153554>.
- [51] B. CHENG, P. CHOU a Y.J. KIM. „Evaluations of Mo-alloy for light water reactor fuel cladding to enhance accident tolerance“. In: *EPJ Nuclear Sci. Technol.* 2016. DOI: 10.1051/epjn/e2015-50060-7.
- [52] I. YOUNKER a M. FRANTONI. „Neutronic evaluation of coating and cladding materials for accident tolerant fuels“. In: *Progress in Nuclear Energy*. 2016. DOI: 10.1016/j.pnucene.2015.11.006.
- [53] B. CHENG, P. CHOU a Y.J. KIM. „Improving Accident Tolerance of Nuclear Fuel with Coated Mo-alloy Cladding“. In: *Nuclear Engineering and Technology*. 2016. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.net.2015.12.003>.
- [54] K. DAEJONG et al. „Fabrication and measurement of hoop strength of SiC triplex tube for nuclear fuel cladding applications“. In: *Journal of Nuclear Materials*. 2015. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2014.11.117>.

- [55] L. WEI a S. KOROUSH. „Implications of SiC irradiation creep and annealing to UN-SiC fuel rod behavior“. In: *Journal of Nuclear Materials*. 2020. DOI: [10.1016/j.jnucmat.2020.152479](https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2020.152479).
- [56] P. DRIEUX et al. „Synthesis and characterization of monolithic CVD-SiC tubes“. In: *Journal of the European Ceramic Society*. 2016. DOI: [10.1016/j.jeurceramsoc.2016.02.024](https://doi.org/10.1016/j.jeurceramsoc.2016.02.024).
- [57] A. R. BUNSELL a A. PIANT. „A Review of the Development of Three Generations of Small Diameter Silicon Carbide Fibers“. In: *J. Mater. Sci.* 2006. DOI: <https://doi.org/10.1007/s10853-006-6566-z>.
- [58] M. S. EL-GENK a J.-M. TOURNIER. „A review of refractory metal alloys and mechanically alloyed-oxide dispersion strengthened steels for space nuclear power systems“. In: *Journal of Nuclear Materials*. 2005. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2004.10.118>.
- [59] I. YOUNKER a M. FRANTONI. „Neutronic and economic evaluation of accident tolerant fuel concepts for light water reactors“. In: 2015. URL: [https://etda.libraries.psu.edu/files/final\\_submissions/10556](https://etda.libraries.psu.edu/files/final_submissions/10556).
- [60] D. GOMES, R. MUNIY a C. GIOVEDI. „Improving performance with accident tolerant-fuels“. In: 2017. URL: [https://www.researchgate.net/publication/341412934\\_IMPROVING\\_PERFORMANCE\\_WITH\\_ACCIDENT\\_TOLERANT-FUELS](https://www.researchgate.net/publication/341412934_IMPROVING_PERFORMANCE_WITH_ACCIDENT_TOLERANT-FUELS).
- [61] Y.. KIM et al. „U-Mo alloy fuel for TRU-burning advanced fast reactors“. In: *Journal of Nuclear Materials*. 2013. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2013.01.324>.
- [62] D. E. BURKES, G. S. MICKUM a D. M. WACHS. „Thermophysical Properties of U-10Mo Alloy“. In: *U.S. Department of Energy*. Idaho: 2010. URL: <https://inldigitallibrary.inl.gov/sites/sti/sti/4702554.pdf>.
- [63] J. SMITH. „Enhanced Thermal Conductivity UO<sub>2</sub>-BeO Nuclear Fuel: Neutronic Performance Studies and Economic Analyses. Master’s thesis“. In: *Progress in Nuclear Energy*. Texas: 2012. URL: <https://oaktrust.library.tamu.edu/bitstream/handle/1969.1/156356/SMITH-THESIS-2012.pdf?sequence=1&isAllowed=y>.
- [64] R. HEJZLAR. „Sdílení tepla“. In: *Vydavatelství ČVUT*. V Praze, Praha: 2004. ISBN: 80-01-02974-3.
- [65] NUSCALE POWER. „Chapter Four Reactor“. In: *NuScale Standard Plant Design Certification Application*. Portland: 2020. URL: <https://www.nrc.gov/docs/ML2022/ML20224A492.pdf>.



- [66] M. ŠEVEČEK et al. „Průběžná zpráva o postupu prací a dosažených výsledcích za rok 2020. Interní zpráva KJR“. In: *TAČR Théta TK03020034*. Praha: 2020.
- [67] J. GÓMEZ ROMERA. „Iapws Documentation. Release 1.5.2“. In: 2020. URL: [https://iapws.readthedocs.io/\\_/downloads/en/stable/pdf/](https://iapws.readthedocs.io/_/downloads/en/stable/pdf/).
- [68] IAEA. „Benefits and Challenges of Small Modular Fast Reactors“. In: *International Atomic Energy Agency. TECDOC Series 1972*. Vienna: 2021. URL: <https://www.iaea.org/publications/14928/benefits-and-challenges-of-small-modular-fast-reactors>.
- [69] IAEA. „Technology Roadmap for Small Modular Reactor Deployment“. In: *Nuclear Energy Series*. Vienna: 2021. URL: <https://www.iaea.org/publications/14861/technology-roadmap-for-small-modular-reactor-deployment>.
- [70] S. DIEHN. „European Commission declares nuclear and gas to be green“. In: *Deutsche Welle*. Deutsch: 2022. URL: <https://www.dw.com/en/european-commission-declares-nuclear-and-gas-to-be-green/a-60614990>.
- [71] M. RUŠČÁK. „Energy Well“. In: *Centrum výzkumu Řež*. 2021. URL: [https://www.ujv.cz/file/edee/2021/05/mmr\\_energy\\_well\\_m\\_ruscak\\_cvr.pdf](https://www.ujv.cz/file/edee/2021/05/mmr_energy_well_m_ruscak_cvr.pdf).
- [72] F. RETISMA et al. „Advances in Small Modular Reactor Technology Developments. IAEA Advanced Reactors Information System“. In: *IAEA*. Austria: 2020. URL: [https://aris.iaea.org/Publications/SMR\\_Book\\_2020.pdf](https://aris.iaea.org/Publications/SMR_Book_2020.pdf).
- [73] K.H. LEE et al. „Recent Advances in Ocean Nuclear Power Plants“. In: 2015. URL: <https://www.mdpi.com/1996-1073/8/10/11470>.
- [74] NUSCALE. „NuScale Power“. In: Portland: 2022. URL: <https://www.nuscalepower.com/>.
- [75] D. INGERSOLL et al. „NuScale energy supply for oil recovery and refining applications“. In: *International Congress on Advances in Nuclear Power Plants, ICAPP 2014*. 2014. URL: <https://international.anl.gov/training/materials/BL/NuScale-Oil-Refining-ICAPP14.pdf>.
- [76] M. BAROSS. „Citlivostní analýza geometrických faktorů na rozložení výkonu v palivovém souboru VVER-440. Diplomová práce“. In: *Západočeská univerzita v Plzni*. 2021. URL: <https://dspace5.zcu.cz/handle/11025/46046>.