

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ
V PRAZE

Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská
Katedra jaderných reaktorů



DIPLOMOVÁ PRÁCE

Modelování ozařovacích experimentů na školním
reaktoru VR-1

Autor: Bc. Tadeáš Sucharda
Vedoucí: Ing. Jan Frýbort, Ph.D.
Akademický rok: 2021/2022



ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

Student: **Bc. Tadeáš Sucharda**

Studijní program: Aplikace přírodních věd

Obor: Jaderné inženýrství

Název práce česky: **Modelování ozařovacích experimentů na školním reaktoru VR-1**

Název práce anglicky: Modeling of irradiation experiments at training reactor VR-1

Pokyny pro vypracování:

1. Proveďte rešerši možností normalizace výpočtů v programu Serpent2 při simulacích aktivních zón experimentálních jaderných reaktorů s důrazem na reaktory nízkého výkonu.
2. Připravte program a proveďte jeden či více experimentů, které umožní stanovit normalizační konstantu pro výpočty programem Serpent2 s aktivní zónou reaktoru VR-1.
3. Analyzujte podrobně nejistoty zvolené metody.
4. Připravte postup pro modelování ozařovacích experimentů programy Serpent2, FISPACT-II a SCALE/ORIGEN ve vertikálních kanálech reaktoru VR-1 a analyzujte zdroje nejistot.
5. Ověřte výpočetně získané výsledky ozařování zvolených referenčních vzorků pomocí experimentů a okomentujte vliv samostínění neutronů ve vzorcích.

Doporučená literatura:

- [1] Cacuci D. G.: Handbook of Nuclear Engineering, Vol. 3: Reactor Analysis, Springer US, 2010.
- [2] Leppänen J., Pusa M., Viitanen T., et al.: The Serpent Monte Carlo code: Status, development and applications in 2013, Ann. Nucl. Energy, Volume 82, 2015.
- [3] 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.
- [4] Rataj J., Sklena L. Huml O.: Experimentální neutronová a reaktorová fyzika: laboratorní cvičení, České vysoké učení technické v Praze, 2016.
- [5] Lemirand V., et al.: Power calibration methodology at the CROCUS reactor, EPJ Web Conf., ANIMMA 2019.

Jméno a pracoviště vedoucího práce: **Ing. Jan Frýbort, Ph.D.**
KJR FJFI ČVUT v Praze

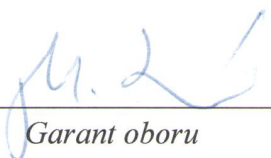
Datum zadání diplomové práce: 19. 10. 2020

Datum odevzdání diplomové práce: 3. 5. 2021

Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.

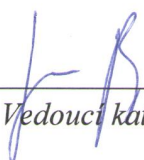
V Praze dne 19.10.2020

doc. Ing. Martin Kropík, CSc.



Garant oboru

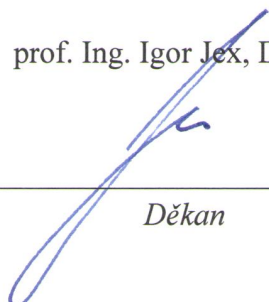
Ing. Jan Rataj, Ph.D.



Vedoucí katedry



prof. Ing. Igor Jex, DrSc.



Děkan

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svoji diplomovou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady uvedené v příloženém seznamu.

V Praze

.....
Bc. Tadeáš Sucharda

Poděkování

Děkuji Ing. Janu Frýbortovi, Ph.D. za rady a cenné připomínky při vedení diplomové práce. Děkuji také Ing. Ondřeji Humlovi, Ph.D. za důležitou pomoc během přípravy ozařovacích experimentu, chtěl bych také poděkovat své rodině a přátelům, bez jejichž podpory by tato práce nemohla vzniknout.

Bc. Tadeáš Sucharda

Název práce: Modelování ozařovacích experimentů na školním reaktoru VR-1

Autor: Bc. Tadeáš Sucharda

Obor: Jaderné inženýrství

Druh práce: Diplomová práce

Vedoucí práce: Ing. Jan Frýbort, Ph.D., KJR FJFI ČVUT v Praze

Abstrakt: Diplomová práce se zabývá počítačovým modelováním ozařovacích experimentů na školním reaktoru VR-1. Je popsána problematika normalizace výsledků Monte Carlo transportní kódů a provedena rešerše různých způsobů výkonové kalibrace výzkumných jaderných reaktorů. Do modelu reaktoru VR-1 Serpentaz2 byla přidána podpora pro umístování aktivačních fólií a byla zkoumána citlivost reakčních rychlostí na vertikální pozici fólií. Proběhlo několik ozařovacích experimentů, jejichž výsledky byly využity při výkonové kalibraci reaktoru a pro normalizaci vypočtených rychlostí aktivačních reakcí, získané hodnoty tepelných výkonů byly v dobré shodě s oficiálními neutronově-fyzikálními charakteristikami a rozdíl mezi normalizovanými a naměřenými reakčními rychlostmi byl pro většinu materiálů menší než 10%. Pro programy FISPACT-II a SCALE/ORIGEN byl navrhnout postup pro modelování ozařovacích experimentů, podle kterého se pro většinu materiálů se podařilo replikovat výsledky z modelu Serpentaz2, u zlatých fólií se v navrženém způsobu korekce samostínění nepříznivě projevilo omezené rozlišení použitých grupových formátů.

Klíčová slova: Neutronová aktivační analýza, Monte Carlo, Serpent, FISPACT, ORIGEN

Title: **Modeling of irradiation experiments at training reactor VR-1**

Author: Bc. Tadeáš Sucharda

Abstract: The master's thesis deals with computer modeling of irradiation experiments on the school reactor VR-1. The problem of normalization of Monte Carlo transport code results is described and a various methods of power calibration of research nuclear reactors are shown. Support for the placement of activation foils in the Serpentaz2 reactor model was added and the sensitivity of the reaction rates to vertical position of foils was examined. Several irradiation experiments were performed, the results of which were used in power calibration and to normalize the calculated activation reaction rates, the obtained thermal power was in a good agreement with the official neutron-physical characteristics and the difference between normalized and measured reaction rates was usually less than 10 %. A procedure for modeling of irradiation experiments using FISPACT-II and SCALE/ORIGEN codes was implemented and results from the Serpentaz2 model were for most materials successfully replicated, in case of gold foils, the limited resolution of used group structures had an adverse effect on the proposed method for correction of the self-shielding effect.

Key words: Neutron activation analysis, Monte Carlo, Serpent, FISPACT, ORIGEN

Obsah

Seznam symbolů	11
Seznam zkratk	13
Seznam obrázků	15
Seznam tabulek	17
Úvod	19
1 Metoda Monte Carlo v jaderné fyzice	21
1.1 Princip metody	21
1.2 Normalizace výsledků v Monte Carlo kódech	22
1.3 Normalizace výsledků v kódu Serpent	23
2 Kalibrace tepelného výkonu	27
2.1 Kalorimetrické metody	27
2.1.1 Měření odvodu tepla	27
2.1.2 Měření změny teploty	29
2.2 Neutronické metody	29
2.2.1 Porovnání s Monte Carlo kódem	30
2.2.2 Určení střední hustoty toku tepelných neutronů	30
2.2.3 Analýza neutronového šumu	31
2.2.4 Měření radioaktivity moderátoru	32
2.2.5 Metoda vložení neutronového zdroje	33
3 Aktivační měření	35
3.1 Reakční rychlost	35
3.2 Nejistota měření	37
4 Modelování aktivačních experimentů v programu Serpent	39
4.1 Program Serpentaz2	39
4.2 Umístění plexisklového nosiče	39

4.3	Umístění dráhových detektorů	41
4.4	Nejistota výpočtu	42
4.4.1	Nejistota vertikální pozice	42
4.4.2	Statistická nejistota	43
5	Ozařovací experimenty	47
5.1	Experiment 19. 2. 2021	47
5.1.1	Výsledky měření	50
5.2	Experiment 3. 6. 2021	52
5.3	Experiment 19. 1. 2022	52
5.3.1	Výsledky měření	55
6	Modelování experimentů v transmutačních kódech	57
6.1	Program vertikanal	58
6.1.1	Vstupní soubor	58
6.1.2	Tvorba energetických spekter	59
6.1.3	Korekce na samostínění	60
6.1.4	Výstupní soubor	63
6.2	Modelování experimentů	63
6.2.1	Experiment 19. 2. 2021	64
6.2.2	Experiment 19. 1. 2022	65
6.2.3	Závěr	67
6.3	Analýza chyb	67
6.3.1	Konvergence spekter	67
6.3.2	Chyba korekce samostínění	68
6.4	Vliv samostínění pro různé materiály	71
	Závěr	75
	Bibliografie	77

Seznam symbolů

c_p	Měrná tepelná kapacita
CR	Četnost (Counting Rate)
E_f	Střední využitelná energie ze štěpení
G	Korekční faktor samostínění
I_γ	Intenzita gama linky
\dot{m}	Hmotnostní tok
N	Počet jader
N_r	Počet jader rozpadlých během měření
N_s	Saturovaná koncentrace
N_0	Počet jader terčového izotopu
P	Výkon
P	Rychlost produkce nových jader
RR	Reakční rychlost
RR_{HPGe}	Naměřená reakční rychlost
$RR_{P=1\text{W}}$	Reakční rychlost při normalizaci na výkon 1W
$RR_{S_n=1}$	Reakční rychlost při normalizaci na jeden štěpný neutron za sekundu
$RR_{\text{stat}}^{\text{err}}$	Statistická nejistota vypočtené reakční rychlosti
$RR_{\text{vert}}^{\text{err}}$	Nejistota reakční rychlosti způsobena nejistotou vertikální pozice vzorků
S	Efektivní intenzita neutronového zdroje
$S(E_\gamma)$	Počet naměřených impulsů o energii E_γ
S_n	Počet uvolněných neutronů za sekundu
S_f	Počet štěpení za sekundu
T	Teplota

$T_{1/2}$	Poločas rozpadu
t	Čas
t_a	Doba ozařování
t_{live}	Doba měření po odečtení mrtvé doby detektoru
t_{real}	Doba měření
t_v	Doba vyhořívání
V	Objem
β_{ef}	Efektivní podíl zpožděných neutronů
$\varepsilon(E_\gamma)$	Účinnost detektoru pro energii E_γ
λ	Rozpadová konstanta
ν	Střední počet neutronů uvolněných při štěpení
Σ_f	Makroskopický účinný průřez pro štěpení
σ	Směrodatná odchylka
ρ	Reaktivita
ϕ	Hustota toku neutronů
ϕ_{MC}	Hustota toku neutronů v Monte Carlo kódu

Seznam zkratek

AZ	Aktivní zóna
C/E	Poměr vypočtených a naměřených hodnot
KJR	Katedra jaderných reaktorů
MCNP	Monte Carlo N-Particle
PMV	Provozní měření výkonu
SÚJB	Státní úřad pro jadernou bezpečnost

Seznam obrázků

2.1	Chladicí systém reaktoru TRIGA [10]	28
3.1	Časový vývoj počtu jader radioaktivního izotopu v průběhu a po ukončení ozařování	36
4.1	Příklad definicí držáku a fólií	40
4.2	Příklad definice dráhových detektorů v programu Serpentaz2	42
4.3	Porovnání konvergence reakčních rychlostí mezi kolizním a dráhovým detektorem pro zinkovou fólii.	46
4.4	Porovnání konvergence reakčních rychlostí mezi kolizním a dráhovým detektorem pro zlatou fólii.	46
5.1	Konfigurace aktivní zóny C16 [31]	48
5.2	Fólie ozařované při experimentu dne 19.2. 2021	49
5.3	Konfigurace aktivní zóny C18 [33]	53
5.4	Fólie ozařované při experimentu dne 19.1. 2022	54
6.1	Příklad vstupního souboru pro program vertikanal	59
6.2	Plexisklový nosič (šedá barva) a buňka detektoru (zelená barva) umístěné ve vertikálním kanálu.	60
6.3	Korekční faktor samostínění vzorků ve formě fólií různých materiálů jako funkce parametru z [35].	61
6.4	Tenký válec ve tvaru ozařované fólie (žlutá barva) obklopený buňkou ohraničenou dvěma koncentrickými kulovými plochami (modrá barva) ve které je umístěný zdroj neutronů.	62
6.5	Příklad výstupního souboru programu vertikanal	63
6.6	Konvergence reakčních rychlostí v závislosti na době výpočtu	68
6.7	Různé diskretizace deprese hustoty toku neutronů způsobené rezonancí pro energii 4,9 eV při samostínění zlaté fólie.	69
6.8	Rozdělení rychlosti aktivační reakce na zlaté fólii v jednotlivých grupách 709 grupového spektra	70
6.9	Přiblížení obrázku 6.8 pro energie 4,9 eV a 60 eV	71
6.10	Vybrané vertikální kanály	71
6.11	Relativní rozložení hustoty toku tepelných neutronů v AZ C16[31].	72

6.12 Neutronová spektra ve vybraných vertikálních kanálech ve středu	
AZ	73

Seznam tabulek

2.1	Teplo odváděné chladicí smyčkou a ostatní tepelné ztráty při kalibračním experimentu na Brazilském reaktoru TRIGA [9]	29
2.2	Vybrané jaderné reakce s kyslíkem[26]	32
4.1	Důležité vertikální pozice v modelu Serpentaz2	39
4.2	Příklady nejistot reakčních rychlostí způsobených různou nejistotou vertikální pozice vzorků.	43
4.3	Porovnání odhadů statistických chyb reakčních rychlostí vypočtených různými typy detektorů	44
4.4	Porovnání reakčních rychlostí vypočtených různými typy detektorů	44
5.1	Aktivační reakce měřené při experimentu dne 19. 2. 2021 [26]	49
5.2	Polohy regulačních tyčí během ozařovacího experimentu 19. 2. 2022	50
5.3	Porovnání naměřených reakčních rychlostí s reakčními rychlostmi vypočtenými v kódu Serpent při normalizaci na tepelný výkonu 1 W pro zlaté fólie ozařované dne 19.2. 2021	50
5.4	Výsledky kalibrace tepelného výkonu pomocí zlatých fólií ze dne 19.2. 2021 (hodnoty pro signál PMV 1E8 imp./s)	51
5.5	Porovnání naměřených a vypočtených normalizovaných reakčních rychlostí pro vzorky soli a zinku	51
5.6	Polohy regulačních tyčí během ozařovacího experimentu dne 19. 1. 2022	53
5.7	Aktivační reakce měřené při experimentu dne 19. 1. 2022 [26]	54
5.8	Porovnání naměřených reakčních rychlostí s reakčními rychlostmi vypočtenými v kódu Serpent při normalizaci na tepelný výkonu 1 W pro zlaté fólie ozařované dne 19.1. 2022	55
5.9	Výsledky kalibrace tepelného výkonu pomocí zlatých fólií dne 19.1. 2022 (hodnoty pro signál PMV 1E8 imp./s)	55
5.10	Porovnání naměřených a vypočtených normalizovaných reakčních rychlostí při experimentu ze dne 19. 1. 2022	56
6.1	Vypočtené rychlosti reakce $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$	64
6.2	Vypočtené rychlosti reakce $^{68}\text{Zn}(n,\gamma)^{69\text{m}}\text{Zn}$	64
6.3	Poměr vypočtených reakčních rychlostí vůči hodnotám ze Serpentaz2	64

6.4	Vypočtené rychlosti reakce $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$	65
6.5	Vypočtené rychlosti reakce $^{63}\text{Cu}(n,\gamma)^{64}\text{Cu}$	65
6.6	Vypočtené rychlosti reakce $^{55}\text{Mn}(n,\gamma)^{56}\text{Mn}$	65
6.7	Vypočtené rychlosti reakce $^{98}\text{Mo}(n,\gamma)^{99}\text{Mo}$	66
6.8	Vypočtené rychlosti reakce $^{64}\text{Ni}(n,\gamma)^{65}\text{Ni}$	66
6.9	Poměr vypočtených reakčních rychlostí vůči hodnotám ze Serpentaz2	66
6.10	Vypočtené hodnoty korekčního faktoru samostínění G při ozařování ve vybraných kanálech zóny C16	72

Úvod

Jedním z hlavních využití výzkumných jaderných reaktorů je možnost provádět ozařovací experimenty, při kterých jsou různé vzorky vystavovány během štěpné řetězové reakce uvolňovaným neutronům. Jaderné interakce způsobují ve vzorcích vznik radioaktivních izotopů, ze kterých lze měřením gama záření uvolňovaného během jejich rozpadu určovat například látkové složení neznámých předmětů nebo ho použít pro získání důležitých neutronově fyzikálních charakteristik reaktoru.

Tématem této práce je zkoumání různých způsobů počítačového modelování ozařovacích experimentů na školním reaktoru VR-1. Postupně je zde představena problematika takových výpočtů a je navrhnut postup pro použití kódů Serpent, FISPACT-II a SCALE/ORIGEN při modelování ozařování vzorků ve vertikálních kanálech reaktoru. V rámci práce proběhlo několik experimentů, při kterých byly v reaktoru ozařovány kovové fólie z různých materiálů a naměřené rychlosti jaderných reakcí byly použity pro normalizaci výsledků výpočtů. Reakční rychlosti vypočtené v jednotlivých kódech jsou dále porovnávány s naměřenými hodnotami i mezi sebou, zároveň jsou identifikovány nejdůležitější zdroje jejich chyb a je provedena jejich analýza.

Práce je rozdělena celkem do šesti kapitol. V první z nich je nejprve proveden krátký úvod do problematiky transportních kódů využívajících při výpočtu metodu Monte Carlo a je popsán postup při normalizaci jejich výsledků, nejprve obecně a poté jeho konkrétní implementace v kódu Serpent. Druhá kapitola plynuje navazuje rešerší různých způsobů výkonové kalibrace výzkumných jaderných reaktorů, které lze pro určení normalizační konstanty využít. Krátce jsou uvedeny postupy pro reaktory s významným tepelným výkonem, důraz je ale kladen na metody použitelné na tzv. reaktorech nulového výkonu, mezi které patří i školní reaktor VR-1.

Ve třetí kapitole je vytvořen teoretický popis ozařovacích experimentů a jsou odvozeny matematické vztahy použité při výpočtu reakčních rychlostí a jejich experimentální nejistoty. Čtvrtá kapitola se věnuje modelování ozařovacích experimentů v kódu Serpent. Je zde představen model školního reaktoru VR-1 Serpentaz2 a jsou popsány jeho úpravy, které byly v rámci této diplomové práce provedeny. Součástí kapitoly je také analýza různých zdrojů chyb, které mohou získané výsledky ovlivňovat.

Pátá kapitola popisuje samotné ozařovací experimenty provedené v rámci této práce. Podrobně je zde popsán pracovní postup při ozařování vzorků a naměřené reakční rychlosti jsou porovnány s rychlostmi vypočtenými v modelu Serpentaz2, tímto způsobem jsou získány normalizační konstanty pro různé konfigurace aktivní zóny a je posouzena schopnost modelu předpovídat rychlost aktivace pro

různé látky.

V poslední kapitole jsou provedené ozařovací experimenty modelovány v programech FISPACT-II a ORIGEN, za tímto účelem byl vytvořen počítačový program vertikanal, který automatizuje jednotlivé kroky takového výpočtu. V kapitole je popsán navržený postup pro získání neutronových spekter ve vertikálních kanálech reaktoru a pro korekci na samostínění ve vzorcích, schopnost replikovat výsledky z modelu Serpentaz2 je ohodnocena porovnáním vypočtených reakčních rychlostí. Pro podrobné okomentování jevu samostínění je zde navíc proveden výpočet zkoumající jeho vliv na fólie různých materiálů.

Kapitola 1

Metoda Monte Carlo v jaderné fyzice

Pro mnoho fyzikálních jevů může být i přes jejich úplný teoretický popis obtížné navrhnout výpočetní postup pro získání i jenom přibližných předpovědí jejich důsledků. Použití metody Monte Carlo je jednou z možností jak modelovat reálné fyzikální úlohy a zároveň se vyhnout nepřiměřeným zjednodušením.

Jako Monte Carlo se označuje velké množství různorodých výpočetních postupů využívajících k získání výsledků počítačovou simulaci náhodných experimentů [1]. Při Monte Carlo simulaci je střední chování systému určeno mnohokrát opakovaným výpočtem vhodného algoritmu pro vstupní hodnoty vybírané generátorem náhodných čísel podle vhodného pravděpodobnostního rozložení. Takto lze řadu obtížných úloh v matematice a fyzice redukovat na soustavu jednoduchých pravidel, kterou lze bez ztráty obecnosti relativně snadno implementovat jako počítačový program.

V jaderné fyzice nachází metoda uplatnění při řešení problematiky transportu neutronů - modelování pohybu a interakcí volných neutronů v látkovém prostředí. Schopnost předpovídat distribuci neutronového toku má zásadní roli v reaktorové fyzice při návrhu nových konfigurací aktivní zóny, jaderného paliva nebo radiačního stínění, při vývoji a testování radiačních detekčních systémů nebo při vytváření knihoven jaderných dat. Neutronické Monte Carlo výpočetní kódy se uplatňují také při návrhu radioterapeutických ozařování, průzkumu ropných nalezišť nebo při plánování ukládání vyhořelého jaderného paliva [2].

1.1 Princip metody

Při modelování neutronového transportu je třeba zohlednit specifické charakteristiky, kterými se šíření neutronů v látkovém prostředí liší od šíření jiných typů ionizujícího záření. Volné neutrony jako elektricky neutrální částice neinteragují s elektronovým obalem atomů a snadno pronikají většinou materiálů, ve kterých při srážkách s atomovými jádry opakovaně mění svůj směr a postupně předávají svoji energii. Průměrná vzdálenost kterou neutrony mezi dvěma interakcemi urazí se pro různé látky liší a velké rozdíly často existují i mezi různými izotopy stejného prvku. Neutrony během zpomalování navíc procházejí širokým rozsa-

hem rychlostí a jejich transport ovlivňuje často významná a podrobná závislost pravděpodobnosti různých interakcí na jejich kinetické energii.

Existuje několik způsobů, jak lze transport neutronů na počítačích modelovat. V reaktorové fyzice mají velký význam tzv. deterministické metody, které analogicky k počítačovým simulacím tekutin chápou hustotu toku neutronů jako spojitou funkci, jejíž podoba je určena řešením transportní rovnice za vhodných okrajových podmínek. Při výpočtu jsou prostor, směr a energie nejprve rozděleny do konečného počtu diskrétních elementů a diferenciální rovnice popisující transport je transformována do soustavy algebraických rovnic, která může být řešena numericky. Deterministické metody umožňují v rozumném čase řešit i prostorově rozlehlé systémy (jako jsou aktivní zóny energetických reaktorů), diskretizace veličin ovšem omezuje jejich schopnost modelovat složité geometrie a zohledňovat podrobné energetické závislosti [3].

Výpočetní kódy využívající metodu Monte Carlo¹ přistupují k problému principiálně odlišným způsobem a distribuci neutronů chápou jako statistický proces, při kterém se makroskopické jevy objevují jako důsledek středního chování velkého počtu mikroskopických částic. Při výpočtu je přímo simulován pohyb individuálních neutronů, stejně jako k němu dochází ve skutečnosti a opakováním tohoto procesu pro velké množství částic je získán dostatečně reprezentativní statistický vzorek, ze kterého je vypočten vybraný aspekt jejich chování [4].

Pojem Monte Carlo v názvu metody přitom ospravedlňuje skutečnost, že rozhodnutí během života částice v simulaci jsou prováděna náhodně, tak aby jejich četnosti respektovaly pravděpodobnostních rozdělení je popisující. Počáteční energie neutronů, délky volných drah a typy interakcí volí generátor náhodných čísel podle dat z poskytnutých jaderných knihoven a věrně tak simuluje náhodnou procházku prostředím konanou skutečnými neutrony.

Výhody tohoto přístupu plynou především z možnosti modelovat složité úlohy bez omezujících zjednodušení. Závislosti účinných průřezů mohou být převzaty ve spojitém formátu z jaderných knihoven, bez chyb způsobených rozdělením do energetických grup. Bez potřeby diskretizovat směr a prostor lze volně modelovat transport i v podrobných geometriích, trajektorie neutronů přitom mohou být simulovány zcela nezávisle, což umožňuje triviální paralelizaci výpočtu, který lze s rostoucím počtem procesorových jader neomezeně škálovat. Současně ale platí, že výsledky jsou díky statistické povaze metody vždy zatíženy jistou nejistotou. Tu lze simulováním většího počtu částic v principu omezit na libovolně nízkou hodnotu, potřebný čas a počítačový výkon pro takový výpočet v praxi ale omezuje nebo dokonce znemožňuje použití metody pro příliš náročné úlohy [5].

1.2 Normalizace výsledků v Monte Carlo kódech

Vybrané aspekty neutronového transportu získává uživatel Monte Carlo kódu umístováním virtuálních *detektorů*², které během simulace zaznamenávají vlastnosti neutronů procházejících definovaným objemem a využívají je při nume-

¹Také nazývané jako stochastické nebo pravděpodobnostní.

²MCNP používá pro stejný koncept označení *tally*, které se objevuje i v některých českých textech.

rické integraci pro získání hodnot hledaných veličin.

V programu Serpent mohou být výstupem z detektorů hodnoty ve formě (1.1)[6].

$$R = \int_t \int_V \int_E f(r, E) \phi_{MC}(r, E) d^3r dE dt \quad (1.1)$$

$\phi_{MC}(r, E)$ je hustota toku neutronů v simulaci a $f(r, E)$ je vybraná vážící funkce (například účinný průřez reakce).

Hustota toku neutronů v simulaci $\phi_{MC}(r, E)$ nemá vlastní fyzikální význam, její velikost je úměrná počtu detektorem vzorkovaných neutronů a bude tedy záviset i na celkovém počtu simulovaných částic. Díky linearitě neutronového transportu (vzájemné interakce neutronů mohou být zanedbány) může uživatel volit počet simulovaných neutronů volně podle požadované přesnosti výsledků a skutečnou hustotu toku neutronů ϕ získat vynásobením hodnoty z modelu konstantou úměrnosti C .

$$\phi = C \phi_{MC} \quad (1.2)$$

Cílem normalizace Monte Carlo výpočtu je provést korekci výstupu z detektorů, tak aby získané hodnoty hustoty toku neutronů a reakčních rychlostí byly fyzikálně skutečné. Znamená to experimentálně určit fyzikální veličinu úměrnou intenzitě probíhající štěpné řetězové reakce (nejčastěji tepelný výkon) nebo externího neutronového zdroje a použít jí pro výpočet hodnoty konstanty úměrnosti C , kterou jsou výsledky vynásobeny.

Je důležité upozornit, že normalizace výsledků je nutná pouze v případech, ve kterých jsou jejich hodnoty na výkonu skutečně závislé a pro mnoho běžně řešených úloh nemusí být prováděna. Například při generování grupových konstant nebo výpočtech kritičnosti jsou výsledky získány buď jako podíl výstupů ze dvou detektorů nebo je sledován podíl neutronů způsobující další štěpení, v obou případech bude výsledek nezávislý na hodnotě C . Podobně není nutné výsledky normalizovat, pokud nejsou hledány absolutní hodnoty veličin, ale pouze jejich relativní rozložení (například hledání maxima toku neutronů nebo nerovnoměrnosti prostorového rozložení výkonu).

Normalizace výsledků je nezbytná při výpočtu absolutní hodnoty hustoty toku neutronů, reakčních rychlostí, aktivity ozářených materiálů, dávkových příkonů, vyhoření paliva a ve všech ostatních případech ve kterých jsou výsledky úměrné tepelnému výkonu reaktoru nebo intenzitě neutronového zdroje.

1.3 Normalizace výsledků v kódu Serpent

Oba na Katedře jaderných reaktorů používané Monte Carlo kódy MCNP a Serpent obsahují podporu pro normalizaci výsledků z detektorů, způsob její implementace se ale mezi kódy liší. V MCNP jsou výsledky při kritickém výpočtu ve výchozím případě vždy vztaženy na jeden štěpný neutron za sekundu [7]. Uživatel může ve vstupním souboru definovat vlastní škálovací faktor, kterým kód výsledky automaticky vynásobí, jak ale jeho hodnota souvisí s tepelným výkonem reaktoru

nebo s jinou relevantní veličinou musí uživatel určit vlastním výpočtem.

Kód Serpent dává při volbě způsobu normalizace více možností. K dispozici je zde sada příkazů, kterými může uživatel zadat hodnotu vybrané fyzikální veličiny, podle kterých kód vypočte hodnotu konstanty úměrnosti C a automaticky opraví výsledky. Dále uvedené příkazy a vztahy jsou převzaty z manuálu kódu Serpent a z úvodního dokumentu, ve kterém autor popisuje jeho vývoj [6][4].

V případě, že je jako zdroj neutronů uvažována štěpná řetězová reakce, lze výsledky podobně jako v MCNP normalizovat podle počtu štěpných neutronů uvolněných v systému za jednu sekundu S_n . Při použití příkazu

```
set genrate <N>
```

je konstanta úměrnosti C ze vztahu (1.2) je určena jako

$$C = \frac{S_n}{\int_V \int_0^\infty \nu \Sigma_f(E) \phi_{MC}(\mathbf{r}, E) d^3r dE}, \quad (1.3)$$

kde $\Sigma_f(E)$ je makroskopický účinný průřez pro štěpení. Hodnota S_n je v dokumentu neutronově fyzikálních charakteristik reaktoru VR-1 označována jako *kalibrační konstanta*.

Alternativně lze příkazem

```
set fissrate <N>
```

normalizovat výsledky podle celkového počtu štěpení v systému za sekundu S_f

$$C = \frac{S_f}{\int_V \int_0^\infty \Sigma_f(E) \phi_{MC}(\mathbf{r}, E) d^3r dE}. \quad (1.4)$$

Užitečnou možností je normalizace výsledků podle výkonu. Příkazy

```
set power <N> [MAT]
set powdens <N> [MAT]
```

$$C = \frac{P}{\int_V \int_0^\infty E_f \Sigma_f(E) \phi_{MC}(\mathbf{r}, E) d^3r dE} \quad (1.5)$$

definují tepelný výkon (ve wattech) nebo hustotu tepelného výkonu (v kW/g) respektive. Standardně jsou tyto hodnoty uvažovány pro celou simulaci, lze je ale omezit pouze na teplo generované ve vybraném materiálu.

Normalizace podle výkonu je závislá na zvolené hodnotě *střední využitelné energie uvolněné při štěpení* E_f^3 . Na rozdíl od střední *celkové* uvolněné energie

³Někdy také označována jako efektivní energie štěpení [8].

v ní není započtena nevyužitelná energie odnášena neutriny, obsahuje naopak střední energii uvolněnou při neštěpné absorpci neutronů.

V základním nastavení uvažuje Serpent hodnotu $E_f = 202,27$ MeV, uživatel může příkazem `set U235H` specifikovat vlastní. Normalizaci také ovlivní použitý model depozice energie, který lze od verze 2.1.31 jsou v programu Serpent vybrat příkazem `set edepmode`.

V případech neštěpného zdroje neutronů, lze výpočet normalizovat výsledky podle celkového počtu neutronů emitovaných za sekundu příkazem

```
set srcrate <N>
```

Výpočet lze normalizovat určením celkového počtu absorbovaných neutronů za sekundu

```
set absrate <N>
```

nebo počtem ztracených neutronů za sekundu

```
set lossrate <N>
```

Ztracenými jsou myšleny všechny neutrony, které se absorbují nebo uniknou ze systému. Tato hodnota se díky reakcím produkující neutrony obecně liší od té z příkazu `set generate`. Pokud není ve vstupním souboru nastavena normalizace jsou výsledky vztaženy na jeden ztracený neutron za sekundu.

Poslední možností je normalizace přes celkovou hustotu toku neutronů v simulaci příkazem

```
set flux <N>
```


Kapitola 2

Kalibrace tepelného výkonu

Provozní měření výkonu¹ zprostředkovávají v jaderných reaktorech neutronové detektory, předávající řídicímu systému elektrický signál úměrný hustotě toku neutronů v aktivní zóně. Změna jeho intenzity dává okamžitou informaci o změně výkonu, jak ale jeho absolutní velikost závisí na celkovém množství uvolňovaného tepla je potřeba určit vhodně navrženým experimentem.

Způsoby výkonové kalibrace lze rozdělit do dvou kategorií:

- Kalorimetrické metody, které měří teplotní změny způsobené probíhající štěpenou řetězovou reakcí.
- Neutronické metody, které určují tepelný výkon z výsledků jaderných měření.

Výkonová kalibrace reaktoru přímo souvisí s normalizací Monte Carlo výpočtů. Tepelný výkon je veličina úměrná neutronové populaci v aktivní zóně a znalost jeho hodnoty umožňuje provádět korekci výsledků na fyzikálně skutečné hodnoty.

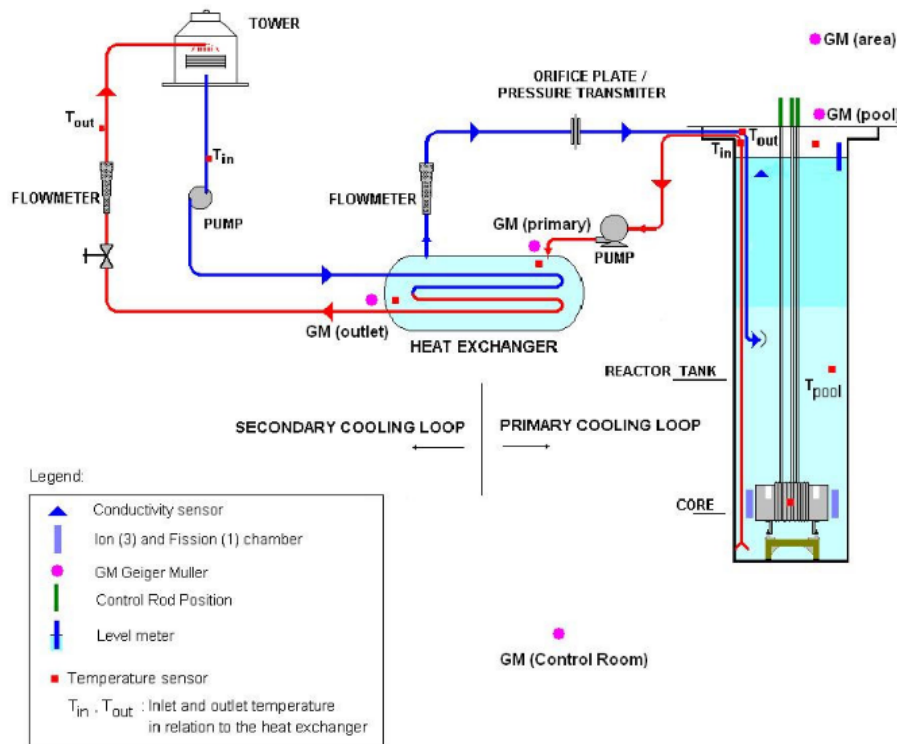
2.1 Kalorimetrické metody

2.1.1 Měření odvodu tepla

U výzkumných jaderných reaktorů s nuceným chlazením aktivní zóny se přirozeně nabízí myšlenka určovat výkon reaktoru měřením odváděného tepla. Chladicí systém takových reaktorů se skládá z jedné nebo více smyček, ve kterých čerpadla udržují cirkulaci vody přes tepelný výměník, ze kterého je sekundárním okruhem odváděno teplo do okolí. Pro udržení kvality vody a prevenci úniku radioaktivních látek jsou primární a sekundární okruhy izolované a v ustáleném stavu platí pro výkon odváděný chladicí smyčkou vztah

$$P = \dot{m} \cdot c_p \cdot \Delta T, \quad (2.1)$$

¹Slovem výkon je na reaktoru VR-1 běžně označována hodnota počtu impulsů naměřených v kanálech PMV za jednu sekundu (např. 1E8). V této práci je označení „tepelný výkon“ nebo jen „výkon“ preferováno pro skutečnou fyzikální veličinu (ve wattech) a výrazy „provozní měření výkonu“ nebo „výkonová hladina“ pro jakýkoliv ji úměrný signál. Vždy by ale mělo být podle kontextu zřejmé, která hodnota je myšlena.



Obrázek 2.1: Chladicí systém reaktoru TRIGA [10]

kde \dot{m} je hmotnostní tok chladiva, c_p je měrná tepelná kapacita chladiva a ΔT je rozdíl teplot chladiva na vstupu a výstupu z reaktoru.

Úplný výpočet by měl kromě odvodu tepla chladicí smyčkou zohlednit i vliv ostatních tepelných ztrát. U reaktorů bazénového typu to mohou být [9]:

- Přestup tepla přes stěnu reaktoru do stavebního betonu
- Přestup tepla konvekcí vzduchu u hladiny
- Tepelná ztráta způsobená odparem vody

Pro představu, jak významné mohou tyto tepelné ztráty být jsou v tabulce 2.1 uvedeny hodnoty naměřené při výkonové kalibraci Brazílského reaktoru TRIGA Mark I.

Měření odváděného tepla je přesná a praktická metoda pro určení výkonu jaderného reaktoru. Teplo odváděné přes smyčku bude při nominálním výkonu řádově větší než ostatní tepelné ztráty a jejich nejistota nebude výsledek významně ovlivňovat. Průtok i teplota chladiva na vstupu a výstupu z reaktorové nádoby jsou důležité provozní parametry měřené standardní instrumentací a experiment nevyžaduje instalaci speciálního zařízení.

Hlavním omezením v kontextu výzkumných jaderných reaktorů je požadavek na chladicí smyčku, která se v praxi objevuje pouze na zařízeních s významným tepelným výkonem. Orientačně se jako velikost výkonu nad kterou už nelze chladit aktivní zónu pouze přirozenou konvekcí chladiva uvádí hodnota 100 kW [11].

Tabulka 2.1: Teplo odváděné chladicí smyčkou a ostatní tepelné ztráty při kalibračním experimentu na Brazilském reaktoru TRIGA [9]

Zdroj	Výkon (kW)
Chladicí smyčka	244
Konduktce stěnou reaktoru	3,04
Konduktce dnem reaktoru	0,25
Konvekce vzduchem	0,08
Odpar	0,03

2.1.2 Měření změny teploty

Pokud reaktor nedisponuje nuceným chlazením, lze místo odvodu tepla měřit nárůst teploty chladiva v reaktorové nádobě. V idealizovaném případě s homogenní teplotním polem a bez tepelných ztrát závisí změna teploty na výkonu reaktoru podle vztahu (2.2).

$$P = C_p \frac{\Delta T}{\Delta t} \quad (2.2)$$

kde ΔT a Δt jsou změna teploty a doba trvání experimentu. Pro tepelnou kapacitu chladiva C_p platí

$$C_p = \rho V c_p \quad (2.3)$$

ρ , V a c_p jsou objem, hustota a měrná tepelná kapacita chladiva. Hodnotu C_p lze určit buď podle vztahu (2.3) nebo experimentálně s pomocí kalibrovaného elektrického ohříváku [12].

Ve skutečnosti nebude ani jeden ze zjednodušujících předpokladů nikdy zcela splněn, což do výsledků zdroje chyb a komplikuje vlastní experiment. Při měření je vhodné snažit se co nejvíce omezit ztrátu tepla do okolí, může to znamenat například provádět experiment v noci, kdy lze očekávat menší fluktuace teploty vzduchu [9]. Podobně je důležité omezit vliv nehomogenity teploty moderátoru a zejména při vyšších tepelných výkonech je důležité vodu v reaktoru při experimentu promíchávat [13].

2.2 Neutronické metody

Přestože jsou kalorimetrické metody efektivním způsobem výkonové kalibrace, jejich požadavek na minimální výkon splňují jenom některé výzkumné reaktory.

Školní reaktor VR-1 patří mezi tzv. reaktory nulového výkonu, skupiny jaderných reaktorů u kterých teplotní změny během provozu neovlivňují neutronově fyzikální vlastnosti aktivní zóny. Teplo uvolňovaného během štěpné řetězové reakce u nich nezpůsobuje prakticky měřitelné změny teploty moderátoru a při výkonové kalibraci se u nich musí vycházet z neutronických měření.

2.2.1 Porovnání s Monte Carlo kódem

Historický trend zvyšování výkonu počítačů umožňuje aplikovat metodu Monte Carlo na stále složitější úlohy a u výzkumných jaderných reaktorů lze v současnosti běžně provádět tzv. celozónové výpočty, při kterých je simulováno chování neutronů v modelu obsahujícím kompletní popis aktivní zóny jaderného reaktoru. Pokud je takový model k dispozici, lze navrhnout relativně jednoduchý postup jak ho využít při výkonové kalibraci.

Smyslem metody je porovnání reakčních rychlostí naměřených při vybrané výkonové hladině (určené signálem z neutronových detektorů) s rychlostí stejné reakce vypočtenou v Monte Carlo kódu, ve kterém jsou výsledky normalizovány na jednotkový tepelný výkon. Porovnáním obou hodnot lze stanovit závislost mezi signálem z detektorů s množstvím uvolňovaného tepla.

V principu může být pro tento účel použita libovolná jaderná reakce, běžně se používají aktivační reakce na kovových fóliích, jejichž aktivitu lze přesně měřit mimo reaktor v laboratoři a které lze zároveň snadno přidat do Monte Carlo modelu. Výkon reaktoru a kalibrační konstanta jsou získány jako podíl naměřené rychlosti aktivační reakce RR_{HPGe} a reakční rychlosti vypočtené Monte Carlo kódem při normalizaci výsledků na tepelný výkon 1 W nebo pro 1 uvolněný štěpný neutron za sekundu respektive (2.4) (2.5).

$$P = \frac{RR_{\text{HPGe}}}{RR_{P=1\text{W}}} \quad (2.4)$$

$$S_n = \frac{RR_{\text{HPGe}}}{RR_{S_n=1}} \quad (2.5)$$

Tyto vztahy mohou skrývat náročnost metody, která spočívá v nutnosti vytvořit věrný počítačový model jaderného reaktoru a významným požadavkům, které metoda Monte Carlo klade na výpočetní prostředky. Kompletní a přesný popis geometrie a materiálů reaktoru vyžaduje pečlivost při určování relevantních rozměrů konstrukčních prvků aktivní zóny, neshody mezi modelem a experimentem vznikají také neurčitostí experimentálních podmínek, jako je například poloha vzorků v aktivní zóně. Náročnost Monte Carlo kódů navíc prakticky znemožňuje jejich použití na osobních počítačích a vyžaduje přístup k dedikovaným výpočetním prostředkům.

Metoda porovnávání reakčních rychlostí byla použita i při normalizaci výsledků Monte Carlo kódu Serpent provedené v této práci. Pro ní byl použit už existující model jaderného reaktoru VR-1 Serpentaz2, který byl pro potřeby modelování ozařovacích experimentů vhodně upraven. Výpočty probíhaly na serverech Katedry jaderných reaktorů, na které mi byl pro tyto účely poskytnut přístup.

2.2.2 Určení střední hustoty toku tepelných neutronů

Výkon jaderného reaktoru souvisí se střední hodnotou hustoty toku tepelných neutronů v AZ $\overline{\phi_{th}}$ podle vztahu (2.6) [8]

$$P = E_f \Sigma_f \overline{\phi_{th}} V, \quad (2.6)$$

kde E_f je střední využitelná energie ze štěpení, Σ_f je makroskopický účinný průřez pro štěpení a V je objem štěpného prostředí (jaderného paliva).

Hodnotu $\overline{\phi_{th}}$ lze určit měřením prostorového rozložení hustoty toku neutronů současným ozařováním aktivačních detektorů rozmístěných napříč aktivní zónou reaktoru. Pokud bude za stejných podmínek provedeno ozařování s holými fóliemi a s fóliemi obalenými materiálem zachytávajícím tepelné neutrony, lze porovnáním jejich aktivity stanovit hustotu toku tepelných neutronů v místě ozařování a analýzou všech fólií i její střední hodnotu.

Význam tohoto způsobu výkonové kalibrace je především historický, analýza velkého počtu aktivačních detektorů je neúměrně časově náročná a výsledky jsou zatíženy významnou chybou [14]. Přes tyto nedostatky lze dohledat použití této metody i v současnosti, příkladem může být kalibrace kritického souboru MB-01, kde byla metoda použita pro určení výkonů dvou různých konfigurací aktivní zóny [15] [16]. Náročnost metody ilustruje počet použitých aktivačních detektorů, při kalibraci válcové konfigurace bylo ozařováno celkem 196 zlatých fólií, v obdélníkové konfiguraci dokonce 280.

2.2.3 Analýza neutronového šumu

Odezva detektoru neutronů umístěného v jaderném reaktoru není ani v ustáleném stavu konstantní, ale neustále chaoticky fluktuuje kolem své střední hodnoty. Tento neutronový šum obsahuje užitečné informace o procesech probíhajících v jaderném reaktoru a analýzou jeho frekvenčního spektra lze získat mnoho důležitých reaktorových parametrů, včetně tepelného výkonu.

Analýza neutronového šumu je metoda s dlouhou historií použití a řadou praktických zkušeností na energetických i výzkumných jaderných reaktorech [17]. Speciální roli hraje u reaktorů nulového výkonu, ve kterých se nepromítají vlivy teplotních změn, nestability proudění nebo vibrace konstrukčních prvků a fluktuace jsou zde způsobeny náhodnou povahou neutronového transportu. Analýzou šumu lze v takovém případě získat hodnoty důležitých kinetických parametrů (podíl zpožděných neutronů β_{ef} , střední doba života okamžitých neutronů Λ), lze ji použít také k získání absolutní hodnoty tepelného výkonu [18]. Na reaktoru VR-1 je analýza neutronového šumu používána při provozním měření výkonu v tzv. Campbellovském režimu, který využívá faktu, že výkon reaktoru bude úměrný kvadrátu hodnoty RMS signálu [19]. Neutronový šum byl na VR-1 také zkoumán při analýze vibrací palivového proutku, které byly při experimentu uměle vytvářeny rotačním oscilátorem [17].

Způsob, kterým lze informaci z neutronového šumu využít k absolutní výkonové kalibraci spočívá v porovnávání korelace šumu v různých místech aktivní zóny. Při experimentu je ze signálu z několika neutronových detektorů vypočtena vzájemná spektrální hustota jejich fluktuující složky, pro kterou lze za jistých předpokladů odvodit vztah pro intenzitu štěpné řetězové reakce a tepelný výkon reaktoru [20].

Příkladem úspěšného použití této metody je výkonová kalibrace výzkumného reaktoru nulového výkonu RP-0, nacházejícím se v Peruánském institutu pro jadernou energii IPEN [21]. Zde pro ověření proveditelnosti této metody proběhlo několik experimentů, při kterých byla při různých výkonových hladinách, pozicích detektorů a polohách tyčí zkoumána citlivost výsledků na změny aktivní

zóny reaktoru. Podařilo se ověřit, že výsledky nebyly ani na jednom z těchto parametrů významně závislé, hodnota výkonu získaná z měření neutronového šumu byla navíc porovnána s nezávisle určenou hodnotou výkonu získanou neutronovou aktivační analýzou, se kterou byla v dobré shodě.

2.2.4 Měření radioaktivity moderátoru

Při interakci neutronů s moderátorem nedochází pouze k rozptylovým reakcím, ale také k produkci některých radioaktivních izotopů. Měřením aktivity moderátoru lze určit rychlost jejich produkce a porovnáním její hodnoty s teoretickou předpovědí i tepelný výkon.

Ve vodou moderovaných reaktorech je z takových reakcí nejvýznamnější reakce $^{16}\text{O}(n,p)^{16}\text{N}$, transmutující kyslík ve vodě na radioaktivní izotop dusíku ^{16}N . Krátký poločas rozpadu znemožňuje jeho laboratorní analýzu, gama záření doprovázející jeho rozpad lze ale měřit přímo v chladivu umístěním radiačních detektorů na potrubí systému odvodu tepla a měřit tak relativní změnu výkonu bez instrumentace v reaktoru [22]. Na reaktoru VR-1 byla možnost provozního měření výkonu sledováním intenzity jaderných reakcí s moderátorem zkoumána v diplomové práci [23].

Pro výkonovou kalibraci je zajímavý radioaktivní izotop fluoru ^{18}F , známý pro své použití v lékařství, který v lehkovodních reaktorech vzniká interakcí izotopu kyslíku ^{18}O s jádrem vodíku vytrženými vysokoenergetickými neutrony z molekul vody. Poločas rozpadu 110 minut a dostatečná produkce i při nízkých výkonech umožňují měřit jeho aktivitu ve vzorcích moderátoru mimo reaktor, na jeho charakteristickém píku 511 keV se ovšem podílí i gama kvanta vzniklá Comptonovým rozptylem nebo rozpadem ostatních pozitronových zářičů a měření aktivity ^{18}F vyžaduje jeho chemickou separaci z roztoku [24].

Práce [25] popisuje, jak byla tato metoda použita při výkonové kalibraci britského výzkumného reaktoru JASON. Pro dosažení požadované koncentrace izotopu ^{18}F byl reaktor nejprve provozován při konstantním výkonu po dobu 4,5 hodin, následně bylo odebráno několika vzorků moderátoru, ze kterých byl fluor chemicky separován a vzniklý koncentrát analyzován s pomocí spektrometrického systému. Výsledky měření byly porovnány s teoretickou předpovědí koncentrace ^{18}F získané výpočtem z reaktorového kódu a porovnáním obou hodnot byl určen tepelný výkon.

Stejná metoda byla použita také i při výkonové kalibraci nizozemského reaktoru LFR, v tomto případě byly její výsledky navíc porovnány s hodnotou výkonu získanou měřením odvodu tepla, se kterou byly v dobré shodě [24].

Tabulka 2.2: Vybrané jaderné reakce s kyslíkem[26]

Reakce	$T_{1/2}$	E_γ (keV)	I_γ (%)
$^{16}\text{O}(n,p)^{16}\text{N}$	7,13 s	6128	67
$^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$	109,8 min	511	100

2.2.5 Metoda vložení neutronového zdroje

Vložení externího neutronového zdroje do reaktoru v kritickém stavu způsobuje po odeznění přechodových efektů lineární nárůst jeho tepelného výkonu s rychlostí úměrnou efektivní intenzitě zdroje. Pokud je známá její hodnota, lze porovnáním s rychlostí růstu signálu z neutronového detektoru určit, jak měřené četnosti závisí na tepelném výkonu reaktoru. V práci [27] byla navržena a vyzkoušena metodika využívající tento jev při výkonové kalibraci reaktoru.

Vývoj výkonu v závislosti na reaktivitě a externím zdroji neutronů popisují tzv. rovnice jednobodové kinetiky

$$\frac{dP}{dt} = \frac{\rho - \beta_{ef}}{\Lambda} P(t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(t) + S(t) \quad (2.7)$$

$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda} P(t) - \lambda_i C_i(t) \quad (i = 1, \dots, 6) \quad (2.8)$$

V případě, že je do reaktoru v ustáleném kritickém stavu ($\rho = 0$ a všechny skupiny mateřských jader zpožděných neutronů v ustálených koncentracích) vložen v čase $t = 0$ externí zdroj neutronů o efektivní intenzitě S , existuje analytické řešení těchto rovnic 2.9[27].

$$P(t) = SA_0 t + \sum_{i=1}^6 \frac{SA_i}{s_{pi}} (1 - \exp(-s_{pi}t)) + P_0 \quad (2.9)$$

Druhý člen rovnice (2.9) vyjadřuje vliv přechodový jevů, který odezní brzy po vložení zdroje. Poté začnou měřené četnosti CR růst lineárně se směrnici R , ze které lze hodnotu tepelného výkonu určit vztahem (2.11).

$$R = \frac{dCR}{dt} \quad (2.10)$$

$$P = CR \cdot \frac{SA_0}{R} \quad (2.11)$$

Přes relativně jednoduchou formulaci úlohy komplikuje její použití složitý výpočet hodnoty efektivní intenzity neutronového zdroje S (W/s). Ta obecně závisí kromě počtu neutronů uvolněných za sekundu také na jejich energii a na poloze zdroje v aktivní zóně. Práce [27] popisuje poněkud komplikovaný výpočetní postup pro získání hodnoty S , jehož kompletní popis je nad rámec této rešerše. Autor nejprve v Monte Carlo kódu určí pravděpodobnost s jakou neutron uvolněný ze zdroje způsobí štěpení, následně s pomocí deterministického transportního kódu určí prostorovou distribuci těchto neutronů.

Metoda vložení neutronového zdroje je zajímavou alternativou k výše uvedeným způsobům výkonové kalibrace. Dobrá shoda výsledků s nezávisle provedenou výkonovou kalibrací potvrzuje realizovatelnost této metody, praktické zkušenosti jsou ale zřejmě omezené a její použití mimo tuto práci se nepodařilo dohledat.

Kapitola 3

Aktivační měření

V praktické části této práce proběhlo několik ozařovacích experimentů, jejichž výsledky byly použity pro získání normalizační konstanty (tepelného výkonu) různých konfigurací aktivní zóny reaktoru VR-1. Cílem této kapitoly je vytvořit stručný teoretický popis těchto experimentů a shrnout postup použitý v této práci při určování hodnot reakčních rychlostí a jejich nejistoty.

3.1 Reakční rychlost

Při interakci neutronů s atomovými jádry jednou z transmutačních reakcí dochází ke vzniku nových izotopů (ne nezbytně stejného prvku), které jsou často nestabilní a jejichž rozpad doprovází vznik gama záření o charakteristické energii. Tohoto faktu využívají tzv. aktivační detektory, kovové fólie o známé hmotnosti a složení, jejichž aktivitu lze měřit v laboratoři po skočení ozařování a zpětně tak určit jak intenzivnímu toku neutronů byly vystaveny [28].

Jádra radioaktivního izotopu vznikají ve folii vystavené toku neutronů s rychlostí produkce P (s^{-1}). Ozařování obvykle probíhá při stálých podmínkách a hodnota P zůstává konstantní, s tím, jak ale postupně poroste koncentrace nového izotopu, bude stále významnější ztráta způsobena jeho přirozeným rozpadem. Rovnováhu mezi oběma procesy popisuje bilanční rovnice (3.1).

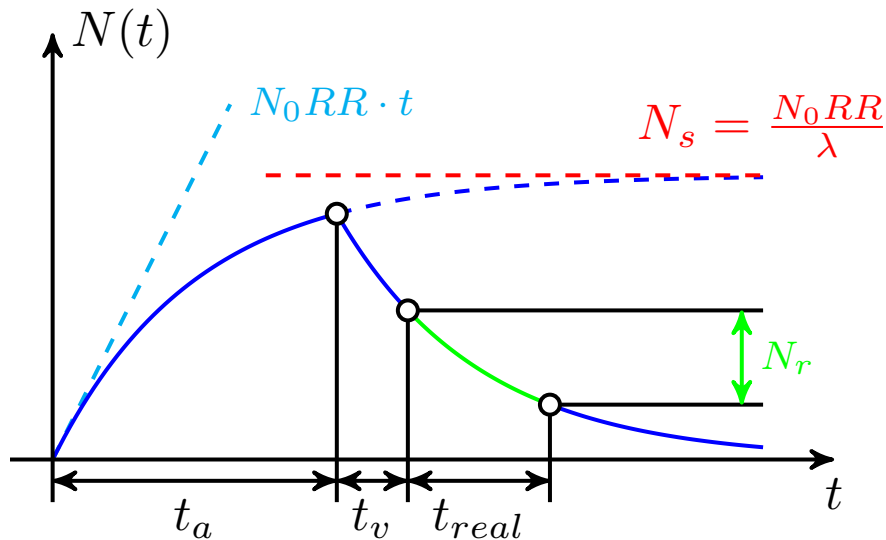
$$\frac{dN}{dt} = P - \lambda \cdot N \quad (3.1)$$

Místo celkové produkce je praktičtější uvažovat reakční rychlost vztaženou na jedno jádro terčového izotopu N_0 .

$$RR = \frac{P}{N_0} \quad (3.2)$$

Řešením rovnice (3.1) s využitím (3.2) lze získat analytický vztah pro počet jader ve vzorku, který byl ozařován po dobu t_a jako

$$N(t_a) = \frac{N_0 RR}{\lambda} \cdot (1 - e^{-\lambda t_a}). \quad (3.3)$$



Obrázek 3.1: Časový vývoj počtu jader radioaktivního izotopu v průběhu a po ukončení ozařování

Koncentrace radioaktivního izotopu poroste nejprve lineárně, růst ale začne postupně zpomalovat a aktivita vzorku bude konvergovat do stavu tzv. nasycené aktivity, ve kterém se ztráta rozpadem rovná rychlosti produkce nových jader. Pro izotopy s krátkým poločasem rozpadu to znamená, že prodlužování doby ozařování bude mít na jejich aktivitu stále menší vliv.

Po ukončení ozařování je potřeba vyhradit jistý čas pro vytažení nosičů z reaktoru a pro jejich přenesení do laboratoře neutronové aktivační analýzy. Po dobu mezi ozařováním a měřením t_v bude radioaktivní rozpad pokračovat a v okamžiku před začátkem měření bude pro počet jader platit:

$$N(t_v + t_a) = N(t_a) \cdot e^{-\lambda t_v} = \frac{N_0 RR}{\lambda} \cdot (1 - e^{-\lambda t_a}) \cdot e^{-\lambda t_v} \quad (3.4)$$

V tento okamžik je vzorek umístěn do HPGe¹ detektoru, ve kterém bude po dobu t_{real} měřena jeho radioaktivita. Počet rozpadů během měření N_r se bude rovnat rozdílu počtu jader před začátkem a po ukončení měření.

$$N_r = \frac{N_0 RR}{\lambda} \cdot (1 - e^{-\lambda t_a}) \cdot e^{-\lambda t_v} \cdot (1 - e^{-\lambda t_{real}}) \quad (3.5)$$

¹High Purity Germanium

Polovodičový HPGe detektor je spektrometrické zařízení využívající germaniový krystal o velmi vysoké čistotě. Při měření interaguje část fotonů vznikajících při radioaktivním rozpadu jader s germaniovým krystalem a vytváří v něm páry elektron-díra, které se pod vlivem elektrického pole pohybují k elektrodám, kde vytváří elektrický impuls úměrný energii původního fotonu. Relevantním výsledkem měření na HPGe detektoru je počet impulsů o dané energii gama kvanta $S(E_\gamma)$, nazývaný také jako „plocha od píkem“, ze kterého lze po provedení vhodných korekcí určit počet jader radioaktivního izotopu rozpadlých během měření podle vztahu (3.6)[28].

$$N_r = \frac{S(E_\gamma)}{\varepsilon(E_\gamma) \cdot I_\gamma \cdot \frac{t_{live}}{t_{real}}} \quad (3.6)$$

t_{live} doba měření po odečtení mrtvé doby detektoru

$\varepsilon(E_\gamma)$ účinnost detektoru pro energii E_γ

I_γ intenzita gama linky

Intenzita gama linky I_γ vyjadřuje pravděpodobnost, že jádro měřeného izotopu uvolní při svém rozpadu gama záření o dané energii, t_{live} zase ve vztahu provádí korekci mrtvé doby detektoru. Účinnost detektoru $\varepsilon(E_\gamma)$ zohledňuje rozdílnou pravděpodobnost fotonů různých energií interagovat v citlivém objemu detektoru, tuto závislost lze získat při kalibraci HPGe detektoru měřením rozpadu etalonových zářičů se známou aktivitou, v této práci byla pro jednoduchost převzata kalibrační křivka vytvořená pracovníky KJR.

Úpravou (3.5) a (3.6) lze získat vztah pro určení rychlosti produkující reakce z výsledků měření.

$$RR = \frac{S(E_\gamma) \cdot \lambda \cdot \frac{t_{real}}{t_{live}}}{N_0 \cdot (1 - e^{-\lambda t_{real}}) \cdot e^{-\lambda t_v} \cdot (1 - e^{-\lambda t_a}) \cdot \varepsilon(E_\gamma) \cdot I_\gamma} \quad (3.7)$$

Reakční rychlost vyjadřuje počet jader radioaktivního izotopu vzniklých při ozařování za jednu sekundu, vztažený na jedno terčové jádro. Při konstantním výkonu nebude tato hodnota záviset na době ozařování, vymírání nebo měření a charakterizuje tak neutronové pole, kterému byl vzorek vystaven.

3.2 Nejistota měření

Každé reálné fyzikální měření je zatížené nějakou experimentální chybou, odhad které je nezbytný pro správnou interpretaci výsledků. Při výkonové kalibraci jaderného reaktoru je proto nezbytné zhodnotit, jak výsledek ovlivňuje nejistota naměřených reakčních rychlostí.

Počet naměřených impulsů o dané energii $S(E_\gamma)$ je náhodná veličina, ovlivněná inherentní náhodností radioaktivního rozpadu, emise gama kvanta a interakce fotonu s germaniovým krystalem. Opakování měření za identických podmínek by u ní nevedlo ke stejným výsledkům, naměřené hodnoty by ale byly distribuovány podle určitého pravděpodobnostního rozdělení.

Detekování impulsů lze chápat jako provádění nezávislých náhodných pokusů, které dobře popisuje tzv. Poissonovo rozdělení, vznikající jako limitní případ rozdělení binomického [28]. Poissonovo rozdělení uvažuje případ, při kterém roste počet pokusů $n \rightarrow \infty$ a pravděpodobnost každého pokusu klesá k nule $p \rightarrow 0$ tak, že střední hodnota μ zůstává konstantní a popisuje procesy, u kterých je pravděpodobnost pozorování izolovaného jevu velmi malá, velký počet pokusů přesto vede k pozorovatelným četnostem.

Směrodatná odchylka Poissonova rozdělení se rovná druhé odmocnině z jeho střední hodnoty, nejistota plochy pod píkem tak bude klesat s druhou odmocninou počtu pozorovaných impulsů a například pro její snížení o jeden řád musí být naměřeno stokrát více impulsů. Při ozařování je důležité zajistit dostatečnou aktivitu všech vzorků, zároveň ale musí být dbáno, aby nebyly překročeny limity pro dávkové příkony, což může být při současném ozařování vzorků s výrazně odlišnými účinnými průřezy obtížné. Nejistotu lze omezit také prodloužením doby měření nebo prováděním měření v konfiguraci, ve které je fólie blíže ke germaniovému krystalu, při ozařování více vzorků je potřeba naplánovat měření tak, aby chyba měření byla co nejmenší, ale aby zároveň nedošlo k poklesu aktivity čekajících vzorků pod měřitelnou úroveň.

Kromě chyby měření je třeba zohlednit i chybu vnesená nejistotou fyzikálních konstant. Vztah pro chybu reakční rychlosti plyne přirozeně z aplikace zákona o šíření chyb na rovnici (3.7), v praxi se na ale KJR používá poloempirický vztah (3.8), převzatý z výzkumného ústavu JINR v Dubne [29].

$$RR_{\text{HPGe}}^{\text{err}} = \sqrt{\left[0,03 \left(\frac{t_{\text{real}}}{t_{\text{live}}} - 1\right)\right]^2 + (t_v^{\text{etal}})^2 \left(\frac{\ln 2}{T_{1/2}}\right)^2 (T_{1/2}^{\text{err}})^2 + S_{\text{err}}^2 + (I_{\gamma}^{\text{err}})^2} \quad (3.8)$$

- $T_{1/2}^{\text{err}}$ - nejistota poločasu rozpadu
- S_{err} - nejistota plochy pod píkem (počtu impulsů)
- I_{γ}^{err} - nejistota intenzity gama linky

První člen zde vyjadřuje vliv mrtvé doby detekčního systému, další nejistotu hodnoty poločasu rozpadu a pravděpodobnosti dané gama linky. Ve všech případech, ve kterých byla v této práci určována chyba naměřené reakční rychlosti, byl použit tento vztah.

Kapitola 4

Modelování aktivačních experimentů v programu Serpent

4.1 Program Serpentaz2

Serpentaz2 je na Katedře jaderných reaktorů vyvíjený parametrizovatelný model školního reaktoru VR-1, popisující geometrii a materiály reaktoru ve formátu používaném Monte Carlo transportním kódem Serpent. Program obsahuje definici jaderného paliva, regulační tyčí, vertikálních kanálů a ostatních konstrukčních prvků aktivní zóny, ze kterých podle jednoduchého schématu skládá vstupní soubor pro kód Serpent popisující vybranou konfiguraci aktivní zóny a konkrétní podmínky experimentu (polohy regulačních tyčí, přítomnost plexisklových nosičů, apod.). Takový model lze použít při návrhu nových konfigurací aktivních zón, simulaci ozařovacích experimentů, analýzách bezpečnosti provozu a jiných podobných úlohách.

Tabulka 4.1: Důležité vertikální pozice v modelu Serpentaz2

Místo	Pozice (cm)
Dolní koncovka	1,0
Dolní hrana paliva	7,6
Střed aktivní zóny	37,0
Horní hrana paliva	66,4
Horní koncovka	73,0
Horní reflektor	84,7

4.2 Umístění plexisklového nosiče

Při ozařovacích experimentech na reaktoru VR-1 jsou vzorky obvykle upevňovány na plexisklové nosiče, které jsou na provázku nebo vlasci spouštěny do vertikálního kanálu reaktoru. Nosiče ovlivňují tok neutronů, kterému jsou na nich připevněné vzorky vystaveny, a způsobují změnu reaktivity, která musí být kompenzována pohybem regulačních tyčí. Při výpočtu v kódu Serpent je proto vhodné

```

<HOLDERS>
<HOLDER name="E3plexi" channel="E3" bottom="30">
<FOIL name="Au1" height="38" thickness="5.44E-3" radius="0.635" material="zlato" />
<FOIL name="Zn1" height="41" thickness="7.92E-3" radius="0.635" material="zinek" />
<FOIL name="Au2" height="44" thickness="5.14E-3" radius="0.635" material="zlato" />
</HOLDER>
</HOLDERS>

```

Obrázek 4.1: Příklad definicí držáku a fólií

vliv nosičů zohlednit a umístit je do vertikálních kanálů reaktoru i v počítačovém modelu.

Mezi podporované příkazy programu Serpentaz2 byla proto přidána značka <HOLDERS>, ve které lze ve formátu inspirovaném vstupním souborem programu APOBAB¹ přehledně definovat vertikální kanály obsahující plexisklové nosiče a fólie na nich umístěné.

Jednotlivé nosiče jsou definovány blokem <HOLDER> s parametry:

channel – Souřadnice vertikálního kanálu

rotation – Rotace nosiče ve stupních po směru hodinových ručiček. Pokud není uveden jsou držáky umístěny v kladném směru osy y (nulová rotace).

bottom – Vertikální pozice spodní hrany nosiče (viz tabulka 4.1)

Plexisklový nosič je v modelu definovaný jako kvádr s podstavou o délce 2 cm a šířce 0,5 cm, který je umístěn do středu vybraného vertikálního kanálu. Nosič je vysoký 1 m a jeho axiální pozice v kanálu je určena podle pozice spodní hrany parametrem **bottom**. Materiál nosiče je definovaný podle sumárního vzorce pro polymethylmetakrylát $C_5O_2H_8$ s hustotou $0,97 \text{ g/cm}^3$.

Na takto vytvořený nosič mohou být připevněny vzorky ve formě kovových fólií používaných při ozařovacích experimentech, v modelu je lze vytvořit přidáním značky <FOIL> do definice vybraného držáku. Každá definice fólie musí obsahovat následující parametry:

name – Název buňky fólie (mohou se na něj odkazovat detektory při vytváření detektoru)

height – Vertikální pozice fólie (viz tabulka 4.1)

thickness – Tloušťka fólie

radius – Poloměr fólie

material – Materiál fólie (buď součástí modelu nebo definovaný uživatelem)

Fólie jsou v modelu chápány jako válce o zadané tloušťce a poloměru vyplněné daným materiálem a umístěné na přední straně nosiče. Všechny rozměry jsou uváděny v centimetrech.

¹Další model reaktoru VR-1, obdoba programu Serpentaz2 pro Monte Carlo kód MCNP.

4.3 Umístění dráhových detektorů

Výše popsaný postup vytvoří v modelu buňku ve tvaru fólie, na kterou se lze podle jejího názvu detektorem odkázat a získat tak hodnotu uživatelem vybrané reakční rychlosti. Způsob jakým Serpent modeluje pohyb neutronů v prostředí bohužel omezuje schopnost programu zaznamenávat jejich vlastnosti, což pro objekty velmi malých rozměrů může vést k významné nejistotě výsledků. Pro takové případy je vhodnější použití tzv. dráhových detektorů, které byly v nových verzích kódu Serpent implementovány a které slibují rychlejší konvergenci výsledků. V rámci této práce byla proto do programu Serpentaz2 přidána podpora pro jejich snadné umístění do fólií ozařovaných ve vertikálních kanálech.

Důležitým aspektem kódu Serpent je modelování transportu neutronů metodou tzv. delta-tracking, která místo zastavování neutronů na hranicích buněk a výpočtu nové volné dráhy při každé změně prostředí zavádí koncept virtuální kolize, u kterého délku volné dráhy určuje materiál s největším účinným průřezem a teprve až podle buňky, ve které virtuální kolize nastala, se zpětně rozhoduje, jestli bude uvažována jako skutečná. Delta-tracking zmenšuje počet funkčních volání, které musí kód při modelování transportu provádět a pro podrobné geometrie výrazně zrychluje výpočet, současně ale omezuje schopnost kódu vzorkovat při simulaci vlastnosti neutronů. Serpent používá standardně tzv. kolizní detektory², u kterých vzorkování probíhá pouze během srážek neutronů v objemu detektoru. Takový postup sice není optimální, praktické zkušenosti ale ukazují, že pro typicky řešené úlohy je účinnost kolizních detektorů zcela dostačující [4].

Od verze 2.1.17 podporuje Serpent v omezené míře umístování i tzv. dráhových detektorů³ [30]. Ty zohledňují i neutrony, které v objemu neinteragují a zlepšují konvergenci výsledků v detektorech daleko od zdroje nebo tam kde je detektor umístěn v relativně malém objemu. Dráhové detektory nelze v současnosti v kódu Serpent umísťovat do buněk libovolných tvarů, ale pouze do vybraných typů elementárních ploch (kvádr, válec,...), bohužel způsob, jakým je vkládání dráhového detektoru v programu Serpent implementováno neumožňuje snadno se odkazovat na libovolnou plochu v geometrii skládané z více úrovní, ale pouze na plochu umístěnou v hlavním (nulovém) univerzu. To dělá vytváření dráhových detektorů v modelu reaktoru obtížné a motivovalo implementaci jejich vkládání přímo jako součást programu Serpentaz2.

Dráhové detektory lze nyní v programu Serpentaz2 vytvářet umístěním bloku <FOILDETECTORS> do vstupního souboru. Přidání značky <DETECTOR> vytvoří plochu ve tvaru ozařované fólie a umístí ji v hlavním univerzu na pozici tak, aby fólii v modelu přesně překrývala. Plocha není součástí definice žádné buňky a neovlivňuje transport neutronů, pouze definuje oblast ve kterém jsou jejich vlastnosti vzorkovány.

Značka <DETECTOR> má dva povinné parametry:

`foil` – Název fólie (definovaný v FOIL)

`reaction` – Reakce měřená detektorem (ve formátu používaném Serpentem)

²angl. Collision flux estimator

³angl. Track-length flux estimator

```

<FOILDETECTORS>
<DETECTOR foil="G3-zlato-37" reaction="102 Au197"/>
<DETECTOR foil="G3-zinek" reaction="102m Zn68"/>
<DETECTOR foil="G3-zlato-43" reaction="102 Au197"/>
</FOILDETECTORS>

```

Obrázek 4.2: Příklad definice dráhových detektorů v programu Serpentaz2

4.4 Nejistota výpočtu

Při výkonové kalibraci reaktoru, která bude popsána v následující kapitole, je vhodné kromě nejistoty naměřených reakčních rychlostí zhodnotit i míru důvěry ve výsledky výpočtu. Každý počítačový model má pouze omezenou schopnost správně popisovat skutečný svět a přesto, že metoda Monte Carlo vyniká ve schopnosti věrně modelovat fyzikální procesy bez omezujících zjednodušení, mohou být získané výsledky vždy pouze tak přesné, jak přesně jsou popsány experimentální podmínky.

4.4.1 Nejistota vertikální pozice

Jako důležitá potenciální neshoda mezi experimentem a jeho počítačovým modelem byla identifikována nejistota polohy nosiče ve vertikálním kanálu. Pokud se vzorky v modelu nachází na jiném místě, než kam byly při experimentu umístěny, budou mezi sebou při výkonové kalibraci porovnávány hodnoty reakčních rychlostí příslušné různým podmínkám ozařování a tento rozdíl způsobí odchylku získaného tepelného výkonu od jeho skutečné hodnoty.

Na reaktoru VR-1 jsou etalonové fólie při ozařovacích experimentech obvykle připevňovány na plexisklové nosiče, které jsou pro tento účel v laboratoři neutronové aktivační analýzy k dispozici. Nosiče zajišťují relativní vzdálenost na nich umístěných vzorků, vkládání nosičů do vertikálních kanálů ovšem není zcela triviální proces a chyba v něm se projeví na konečné pozici všech vzorků.

Pro odhad toho, jak velkou chybu při kalibraci způsobí odchylka ve vertikální pozici, byly v kódu Serpent provedeny výpočty zkoumající axiální závislost hustoty toku neutronů ve vertikálních kanálech. V modelu ozařovacích experimentů byly na povrch nosičů umístěny detektory, které zde v buňkách vysokých 1 cm sbíraly hustotu toku neutronů, které byly ozařované fólie vystaveny a bylo zkoumáno, jak v jejich okolí tato hodnota variovala. Bylo uvažováno několik intervalů různých délek, ve kterých byla nejistota reakční rychlosti vypočtena jako maximální relativní rozdíl hustoty toku neutronů. Pro ukázkou jsou uvedeny takto vypočtené nejistoty na zlatých fóliích ozařovaných při prvním experimentu v této práci (viz tabulka 4.2) .

Podle očekávání je nejmenší rozptyl hodnot pozorován ve středu aktivní zóny (pozice 37 cm), kde tok neutronů dosahuje maxima. U fólií umístěných výše má díky většímu gradientu hustoty toku neutronů stejná nepřesnost významnější vliv.

Při zpracování výsledků experimentu byla zvolena nejistota polohy vzorků ± 4 cm. Tato hodnota zohledňuje potenciální odchylku, která mohla při vkládání nosičů nedopatřením vzniknout například nedostatečným napnutím provázku při

Tabulka 4.2: Příklady nejistot reakčních rychlostí způsobených různou nejistotou vertikální pozice vzorků.

Kanál	Vzorek	Pozice (cm)	$RR_{\text{vert}}^{\text{err}}$		
			± 2 cm (%)	± 4 cm (%)	± 6 cm (%)
E3	Au-4	38	0,9	3,4	5,0
E3	Au-10	44	3,7	7,2	11,8
G3	Au-K2	37	2,1	3,2	6,1
G3	Au-19	43	3,3	7,2	11,5
E5	Au-2	37	0,7	3,1	4,9
E5	Au-1	43	2,8	6,0	9,7

odečítání na „pravítku“⁴ nebo při umístování značek z lepící pásky, tato volba je ale konzervativní a předpokládá se, že skutečný rozdíl bude menší.

4.4.2 Statistická nejistota

Dalším zdrojem nejistoty byla statistická povaha výpočtu v kódu Serpent, při kterém jsou výsledky určovány opakováním nezbytně konečného počtu náhodných pokusů.

V Monte Carlo transportních kódech lze statistickou nejistotou výsledků v principu omezit na libovolně nízkou hodnotu simulováním většího počtu neutronových historií, v praxi je ale každý výpočet omezen časem a poskytnutými hardwarovými prostředky, vždy je proto na zvážení autora výpočtu, jakou nejistotou výsledků bude považovat za přijatelnou.

Pro omezení statistické chyby byla v této práci do programu Serpentaz2 přidána podpora pro umístění dráhových detektorů do fólií ozařovaných ve vertikálních kanálech reaktoru, u kterých je v takovém případě očekávaný větší počet vzorkovaných neutronů a rychlejší konvergence reakčních rychlostí. Pro zhodnocení, jak významně snižují dráhové detektory statistickou chybu a pro ověření, jestli oba typy detektorů skutečně konvergují ke stejným výsledkům, byl v modelu experimentu ze dne 19.2. 2021 do každé fólie umístěn vždy kolizní i dráhový detektor a bylo pozorováno, jak se s rostoucím počtem simulovaných neutronových historií vyvíjely výsledky.

Kód Serpent udává ve výstupním souboru pro všechny detektory odhad jejich statistické chyby, tyto hodnoty jsou pro fólie ozařované během prvního experimentu pro ukázkou uvedeny v tabulce 4.3. Reakční rychlosti ke kterým oba typy detektorů během simulace dokonvergovaly jsou uvedeny v tabulce 4.4.

Byla pozorována dobrá shoda mezi výsledky obou typů detektorů. Ve všech případech byly výsledky z dráhových detektorů zatíženy menší statistickou chybou, výrazné zlepšení bylo pozorováno především u zinkových fólií. V některých případech byl rozdíl mezi hodnotami větší než kódem Serpent vypočtený inter-

⁴Sada značek připevněných v reaktorové hale na zábradlí, na kterých lze učit délku provázku potřebnou pro umístění vzorků na vybranou vertikální pozici v kanálu.

Tabulka 4.3: Porovnání odhadů statistických chyb reakčních rychlostí vypočtených různými typy detektorů

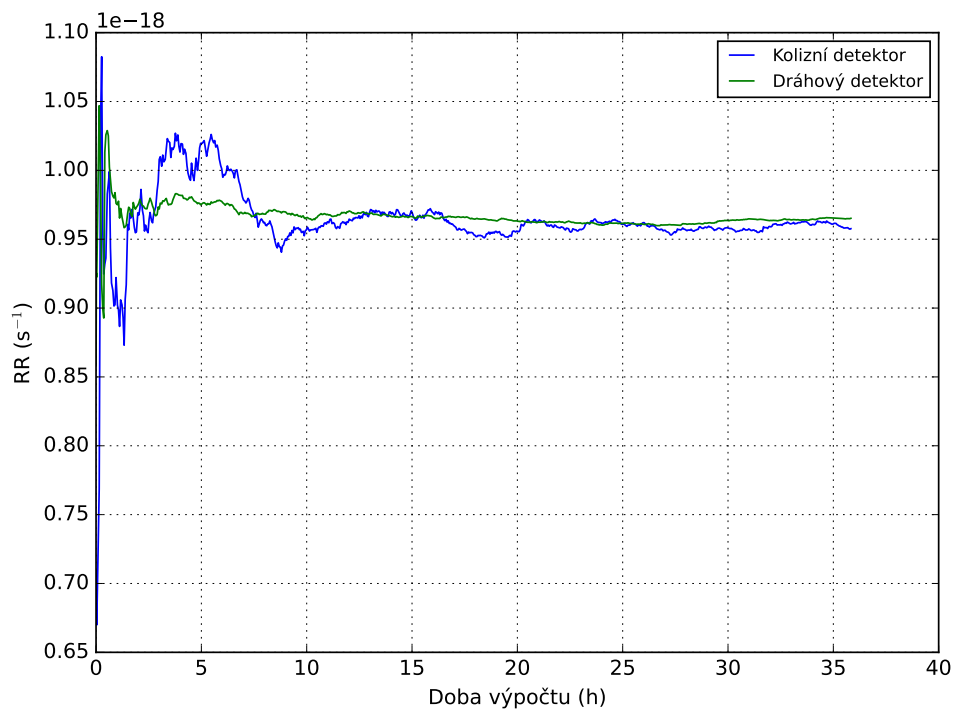
Kanál	Název	$RR_{\text{stat}}^{\text{err}}$		
		Kolizní (%)	Dráhový (%)	Pokles (%)
E3	Au-4	0,44	0,30	32
E3	Zn-6	1,53	0,44	71
E3	Au-10	0,46	0,31	33
G3	Au-K2	0,40	0,20	51
G3	Zn-10	1,39	0,25	82
G3	Au-19	0,40	0,20	50
E5	Au-2	0,43	0,27	36
E5	Zn-9	1,46	0,40	73
E5	Au-1	0,44	0,28	35

Tabulka 4.4: Porovnání reakčních rychlostí vypočtených různými typy detektorů

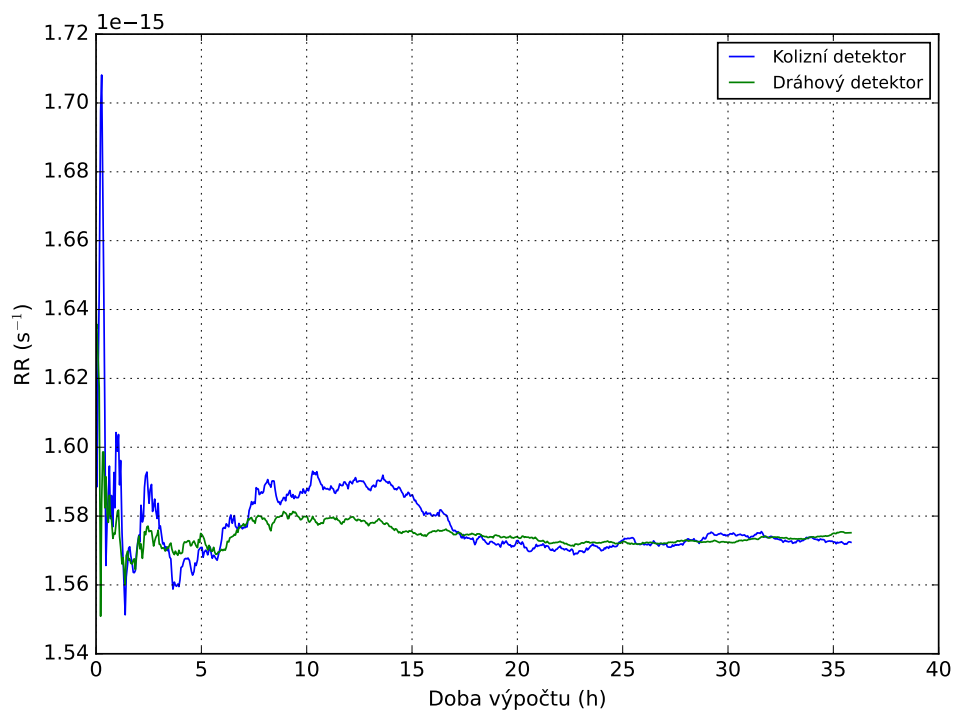
Kanál	Název	RR		
		Kolizní (s^{-1})	Dráhový (s^{-1})	Rozdíl (%)
E3	Au-4	1,213E-15	1,222E-15	-0,79
E3	Zn-6	9,576E-19	9,652E-19	-0,78
E3	Au-10	1,160E-15	1,152E-15	0,69
G3	Au-K2	1,572E-15	1,575E-15	-0,18
G3	Zn-10	1,372E-18	1,381E-18	-0,62
G3	Au-19	1,478E-15	1,472E-15	0,41
E5	Au-2	1,296E-15	1,291E-15	0,44
E5	Zn-9	1,072E-18	1,051E-18	2,02
E5	Au-1	1,240E-15	1,244E-15	-0,37

val nejistoty, za zmínku stojí vzorek zinkové fólie umístěné na pozici E5, kde je rozdíl mezi hodnotami reakčních rychlostí větší než 2 procenta. To lze vysvětlit obecně špatnou účinností kolizních detektorů pro zinek, při opakování byl při stejném počtu historií rozdíl reakčních rychlostí u tohoto vzorku menší než jedno procento.

Při sledování vývoje hodnot reakčních rychlostí s rostoucí délkou výpočtu lze u dráhových detektorů konzistentně pozorovat větší stabilitu výsledků. Ve všech případech byla konečná statistická chyba reakčních menší než půl procenta a při porovnání s chybou, kterou do výsledků vnáší nejistota pozice vzorku lze tuto hodnotu považovat za zcela přijatelnou. Další prodloužení simulace by na výsledky mělo minimální vliv, naopak by mohla být délka výpočtu optimalizována zmenšením počtu simulovaných historií.



Obrázek 4.3: Porovnání konvergence reakčních rychlostí mezi kolizním a dráhovým detektorem pro zinkovou fólii.



Obrázek 4.4: Porovnání konvergence reakčních rychlostí mezi kolizním a dráhovým detektorem pro zlatou fólii.

Kapitola 5

Ozařovací experimenty

Jedním z cílů této práce bylo realizovat jeden nebo více ozařovacích experimentů a využít jejich výsledky pro získání normalizační konstanty a pro ověření schopnosti použitých výpočetních kódů tyto experimenty modelovat. Tato kapitola popisuje průběh těchto experimentů, naměřené hodnoty reakčních rychlostí a jejich porovnání s výsledky z programu Serpentaz2.

5.1 Experiment 19. 2. 2021

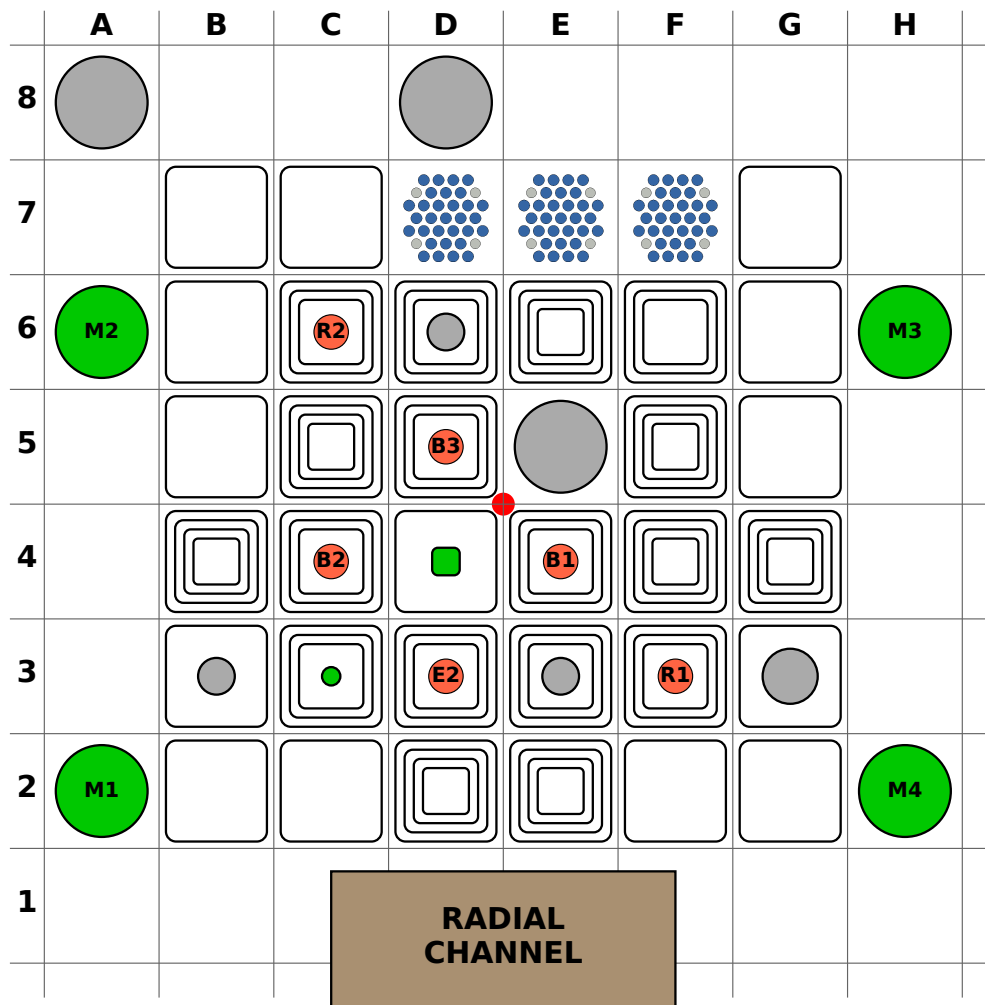
První experiment v této diplomové práci proběhl dne 19. 2. 2021, kdy byly ve vertikálních kanálech reaktoru na pozicích E5, E3 a G3 ozařovány vzorky zlata, zinku a soli. Pro stanovení tepelného výkonu bylo ozařováno celkem 6 zlatých fólií, které byly po dvojích umístěny na každý plexisklový nosič. Zlaté fólie jsou tradičně používány při výkonové kalibraci na VR-1, zlato je pro tento účel vhodný materiál pro svoji vysokou hustotu a významný účinný průřez pro radiační záchyt. Poločas rozpadu jeho aktivačního produktu ^{198}Au 2,7 dní zajišťuje při měření dostatečnou aktivitu vzorku, zároveň není tak krátký aby znemožňoval praktické provedení experimentu.

Zinek a sůl nejsou materiály běžně používané při výkonové kalibraci reaktoru, uplatňují se ale například při komparativní neutronové aktivační analýze, kde lze porovnáním aktivity etalonu určit množství příměsi prvku ve vzorku neznámého složení. Ozařování vzorků soli a zinku bylo modelováno už ve výzkumném úkolu [32], kde byly mezi převzatými naměřenými reakčními rychlostmi a výpočtem pozorovány významné rozdíly, v rámci diplomové práce bylo proto rozhodnuto provést jejich vlastní ozařování.

Při umístování nosičů byla snaha dosáhnout co největší diverzity podmínek ozařování, zvolené vertikální kanály na pozicích E5, E3 a G3 se liší svými rozměry, vzdáleností od regulačních tyčí a tím jestli jsou obklopeny moderátorem nebo umístěny v palivovém článku (viz obrázek 5.1).

Na každý nosič byly v intervalu 3 cm připevněny vždy dvě zlaté a jedna zinková fólie, vždy tak aby se vzorek zinku nacházel uprostřed (viz obrázek 5.2). Vzorky soli byly umístěny do plastových ampulek a provázkem přivázány k otvorům ve spodní části plexisklových nosičů.

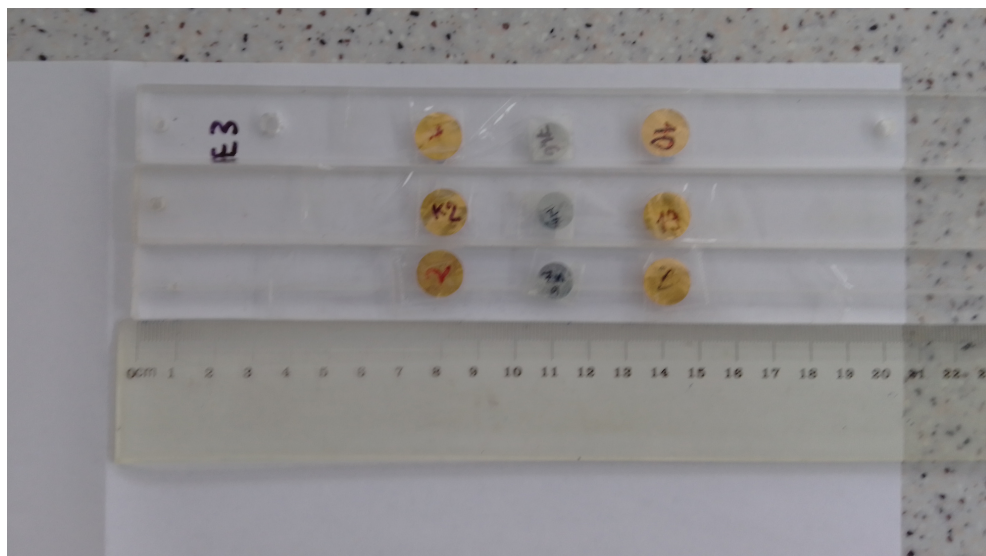
Všechny vzorky byly připevněny v týdnu před ozařováním, v den experimentu



Obrázek 5.1: Konfigurace aktivní zóny C16 [31]

Tabulka 5.1: Aktivační reakce měřené při experimentu dne 19. 2. 2021 [26]

Materiál	Reakce	E_γ (keV)	I_γ (%)
Zlato	$^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$	411,8	96,0
Zinek	$^{68}\text{Zn}(n,\gamma)^{69\text{m}}\text{Zn}$	438,63	94,8
Sůl	$^{23}\text{Na}(n,\gamma)^{24}\text{Na}$	1368,6 2754,0	100 99,9



Obrázek 5.2: Fólie ozařované při experimentu dne 19.2. 2021

byly připravené nosiče na začátku směny přeneseny na reaktorovou halu, kde byla na „pravítku“ naměřena délka provázku tak, aby se při ozařování spodní zlatá fólie nacházela ve středu aktivní zóny (pozice 37 cm v modelu Serpentaz2). Tato pozice byla na provázku vyznačena připevněním značky z lepicí pásky, která se při správném umístění nosiče dotýkala horní hrany vertikálního kanálu.

Nosiče byly do vertikálních kanálů postupně umísťovány při výkonu 2E4. Vložení nosiče je vzduch v kanálu nahrazován plexisklem, které zde působí jako moderátor neutronů a při jeho prudkém vložení by systém ochrany řízení nemusel být schopen změny reaktivity dostatečně rychle kompenzovat. Při vkládání nosiče byla proto sledována změna výkonu na displeji a bylo pečlivě dbáno na to, aby nedošlo k bezpečnostnímu odstavení reaktoru.

Po umístění všech nosičů byl v 10:15 dán příkaz ke zvýšení výkonu na 1E7, kterého bylo dosaženo v 10:20. Ozařování probíhalo při konstantní výkonové hladině jednu hodinu až do 11:20, kdy byl dán příkaz pro odstavení reaktoru. Poté co výkon klesl pod 2E4 byly nosiče postupně z vertikálních kanálů vytahovány a pokládány na stůl, přitom byl přenosným dozimetrem sledován dávkový příkon, který pro žádný vzorek nepřekročil hodnotu $10 \mu\text{Sv/h}$. Vzorky byly následně zabaleny do papíru a přeneseny do laboratoře neutronové aktivační analýzy, kde proběhlo jejich měření.

Tabulka 5.2: Polohy regulačních tyčí během ozařovacího experimentu 19. 2. 2022

B1	B2	B3	E1	R1	R2
680	680	680	336	366	680

5.1.1 Výsledky měření

Po ukončení experimentu byl v programu Serpentaz2 vytvořen jeho model, ve kterém byly podle výše uvedeného popisu vytvořeny nosiče a na nich připevněné fólie. Dále byly vytvořeny detektory, získávající hodnoty hledaných reakčních rychlostí a absorpční tyče byly nastaveny do poloh, které měly při ozařování (viz tabulka 5.2). Jako zdroj jaderných dat byla využita knihovna ENDF/B-VIII.0, vypočtené reakční rychlosti byly normalizovány na tepelný výkon 1W.

Součástí zpracování výsledků byla i analýza různých zdrojů chyb, při které se vycházelo z postupu popsaného v předchozích kapitolách. Nejistota naměřených reakčních rychlostí $RR_{\text{HPGe}}^{\text{err}}$ byla určena podle vztahu (3.8), nejistota plochy pod píkem byla přitom získána z výstupu spektrometrického systému Canberra, nejistoty poločasů rozpadu a intenzity gama linek byly převzaty z [26]. Ve výsledcích byl také zohledněn vliv nejistoty vertikální pozice vzorků $RR_{\text{vert}}^{\text{err}}$ vypočtené podle postupu popsaného v předchozí kapitole a odhad statistické chyby výsledků z Monte Carlo kódu $RR_{\text{stat}}^{\text{err}}$, který byl získán z výstupu kódu Serpent.

Reakční rychlosti v zlatých fóliích a výpočet tepelného výkonu reaktoru jsou uvedeny v tabulce 5.3.

Tabulka 5.3: Porovnání naměřených reakčních rychlostí s reakčními rychlostmi vypočtenými v kódu Serpent při normalizaci na tepelný výkonu 1 W pro zlaté fólie ozařované dne 19.2. 2021

	Název	RR_{HPGe} (s ⁻¹)	$RR_{\text{HPGe}}^{\text{err}}$ (%)	RR_{MC} (s ⁻¹)	$RR_{\text{vert}}^{\text{err}}$ (%)	$RR_{\text{stat}}^{\text{err}}$ (%)	$P_{1\text{E}7}$ (W)	$P_{1\text{E}7}^{\text{err}}$ (%)
E3	Au-4	1,39E-14	0,3	1,22E-15	3,38	0,30	11,37	3,40
	Au-10	1,36E-14	0,2	1,15E-15	7,23	0,31	11,80	7,24
G3	Au-K2	1,91E-14	0,2	1,58E-15	3,18	0,20	12,13	3,19
	Au-19	1,71E-14	0,2	1,47E-15	7,17	0,25	11,62	7,18
E5	Au-2	1,60E-14	0,3	1,29E-15	3,06	0,27	12,39	3,09
	Au-1	1,43E-14	0,3	1,24E-15	6,02	0,28	11,49	6,03
							11,93	2,82

Vypočtená hodnota tepelného výkonu byla porovnána s hodnotou získanou pracovníky Katedry jaderných reaktorů a uvedenou v dokumentu neutronově fyzikálních charakteristik aktivní zóny C-16 [31]. V něm popsaná výkonová kalibrace byla provedena rovněž porovnáním reakčních rychlostí na zlatých fóliích s výsledky z modelu Serpentaz2 a to konkrétně pro tři zlaté fólie ve středu AZ na pozicích G3, E3 a D6. Hodnota tepelného výkonu uvedená v dokumentu neutronově fyzikálních charakteristik se s tou získanou v této práci se liší zhruba o 6 %. Bylo ověřováno, jestli rozdíl nebyl způsoben chybným postupem při modelování

Tabulka 5.4: Výsledky kalibrace tepelného výkonu pomocí zlatých fólií ze dne 19.2. 2021 (hodnoty pro signál PMV 1E8 imp./s)

Tepelný výkon (W)	Kalibrační konstanta (s ⁻¹)
119,28 ± 3,36	(8,953 ± 0,252) · 10 ¹²

Tabulka 5.5: Porovnání naměřených a vypočtených normalizovaných reakčních rychlostí pro vzorky soli a zinku

	Název	RR_{HPGe} (s ⁻¹)	$RR_{\text{HPGe}}^{\text{err}}$ (%)	$RR_{\text{MC}}^{\text{norm}}$ (s ⁻¹)	$RR_{\text{vert}}^{\text{err}}$ (%)	$RR_{\text{stat}}^{\text{err}}$ (%)	C/E
E3	Zn-6	1,05E-17	1,8	1,15E-17	5,13	0,44	1,10 ± 0,06
	NaCl-1	2,76E-17	0,8	2,93E-17	22,30	0,41	1,06 ± 0,24
G3	Zn-10	1,54E-17	1,8	1,65E-17	5,26	0,25	1,07 ± 0,06
	NaCl-2	5,20E-17	0,5	6,00E-17	24,67	0,23	1,15 ± 0,28
E5	Zn-9	1,17E-17	1,7	1,25E-17	3,60	0,40	1,07 ± 0,04
	NaCl-3	3,42E-17	0,9	3,15E-17	20,13	0,38	0,92 ± 0,19

ozařovacích experimentů a po konzultaci s autorem neutronové-fyzikálních charakteristik byla získána experimentální data, podle kterých byl popsán experiment v programu Serpentaz2 nezávisle modelován. Výsledky výpočtů se ale podle očekávání shodovaly, což potvrzuje správnou implementaci funkce přidávání fólií do modelu a ukazuje, že rozdíl souvisí výhradně s naměřenými hodnotami reakčních rychlostí.

Získaný tepelný výkon byla použit k normalizaci vypočtených reakčních rychlostí pro vzorky soli a zinku. Ty jsou společně s experimentálně určenými hodnotami reakčních rychlostí uvedeny v tabulce 5.5.

Pro všechny vzorky zinku byly vypočtené reakční rychlostí větší než ty experimentální, v nejhorším případě byla odchylka až 10%, míra nadhodnocení byla ale u všech fólií podobná.

Zavěšení vzorků soli na plexisklových nosičích se ukázalo jako nevhodné řešení, protože dostává vzorek do oblasti s výrazným gradientem hustoty toku neutronů, kde bude mít i malá odchylka ve vertikální pozici držáku významný vliv na reakční rychlost. Tento postup byl zvolen aby mohly být vzorky ozařovány v podobných pozicích, vhodnější řešení by bylo vzorky připevnit izolepou přímo na nosič a provést ozařování pouze v 56 mm vertikálním kanálu. I přes tyto nedostatky byly ale rozdíly mezi vypočtenou a experimentální hodnotou menší než 15%, což ukazuje, že nejistota vertikální pozice ± 4 cm byla pravděpodobně zvolena zbytečně velká.

5.2 Experiment 3. 6. 2021

Další ozařovací experiment proběhl dne 3. června 2021. Motivací pro něj bylo získání reakčních rychlostí na fóliích z dalších materiálů, chyby v analýze prvního experimentu navíc původně naznačovaly větší neshodu s dokumentem neutronově fyzikálních charakteristik a proto byla snaha výkonovou kalibraci reaktoru opakovat.

Aby mohl být experiment proveden ještě před letní odstávkou reaktoru, musel proběhnout jako součást další směny a byla na něj proto kladena omezení na délku ozařování, které nakonec trvalo pouze na pět minut. Tato doba byla sice při vysoké výkonové hladině reaktoru pro aktivaci všech vzorků dostatečná, vzhledem k tomu, že nezanedbatelná část jader radioaktivního izotopu vznikala i při manipulaci s nosiči a najíždění na výkon, musel být výpočet reakčních rychlostí proveden obzvláště pečlivě.

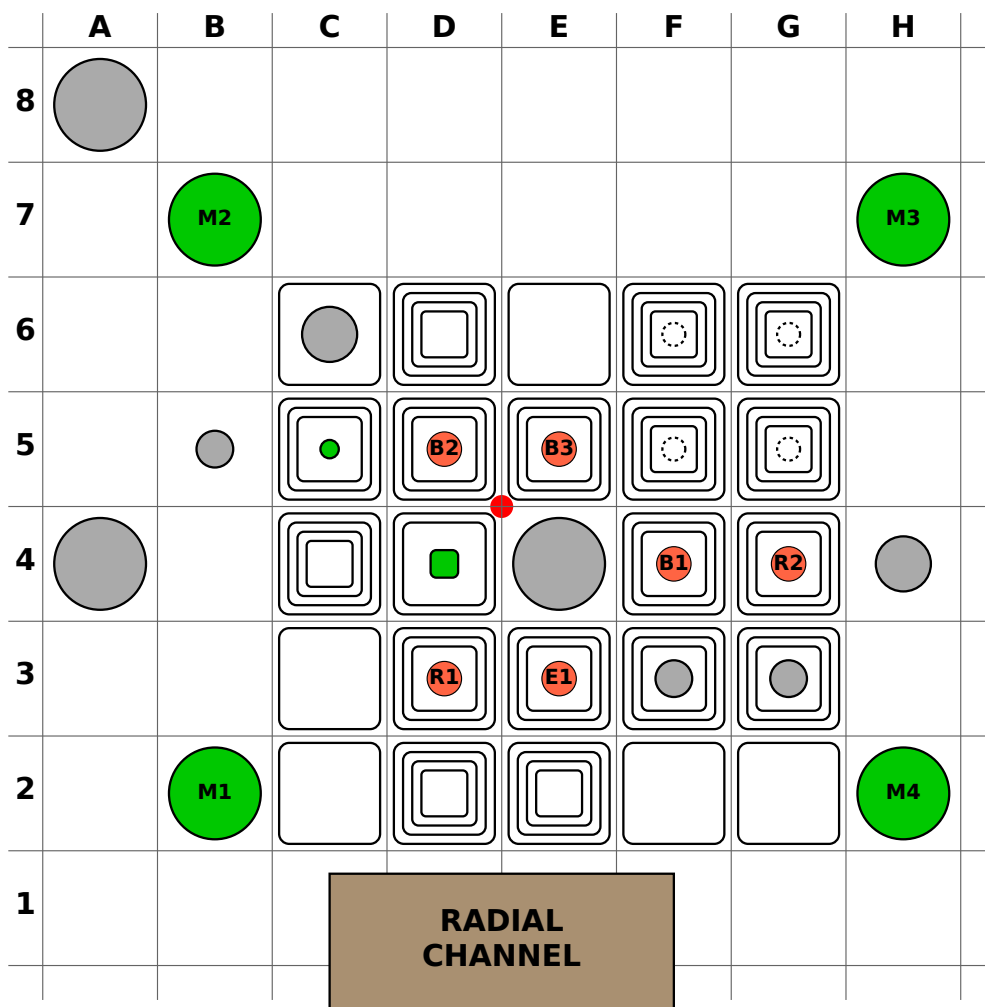
Při experimentu byly použity dva plexisklové nosiče, na kterých byly vždy umístěny dvě zlaté fólie, jedna indiová a jedna manganová fólie. Nosiče byly připraveny den před experimentem a během směny byly přeneseny na halu reaktoru, kde začaly být připravovány k ozařování. Při měření na „pravítku“ bylo zjištěno, že vlasec, na kterém byly oba nosiče připevněny, lze oproti provázku relativně volně napínat a při umísťování značky bylo obtížné rozhodnout o její správné pozici. To není problém v případech, kdy stačí ozařované vzorky umístit pouze přibližně, vzhledem k tomu, že hlavní motivací experimentu byla právě pečlivost při určování vertikální pozice byl tento problém zcela zásadní. Délka vlasce byla nakonec v obou případech odměřena, v přesnost vertikální pozice byla ale malá důvěra.

Plán experimentu předpokládal umístění nosičů do 25 mm kanálu na pozici E3 a 32 mm kanálu na G3, při umísťování nosiče do užšího kanálu se bohužel ukázalo, že nevhodně připevněná lepící páska bránila jeho volnému pohybu a ozařování bohužel nemohlo proběhnout. Po umístění zbývajících nosiče byla výkonová hladina zvýšena z $1E7$ na $1E8$ a vzorky při ní byly vzorky pět minut ozařovány. Při vytahování i vkládání nosiče byl přitom zaznamenán přesný čas, který společně s výpisem historie z PMV umožnil určit střední výkonovou hladinu při ozařování.

Měření aktivity vzorků sice proběhlo pro ozařované fólie úspěšně, neznalost jejich přesné vertikální polohy vedla k nedůvěře v modelu vypočtené reakční rychlosti, což společně s malým počtem ozařovaných vzorků prakticky znemožnilo jejich použití pro ověření původní výkonové kalibrace. Vzhledem k tomu, že se chybu v analýze prvního experimentu nakonec podařilo odstranit, bylo rozhodnuto výsledky z tohoto měření nepoužít a raději provést další experiment na nové konfiguraci aktivní zóny.

5.3 Experiment 19. 1. 2022

Kvůli neúspěchu předchozího experimentu bylo provedeno v této práci v pořadí třetí ozařování, jehož cílem bylo ověřit schopnost modelovat experimenty i na jiné konfiguraci aktivní zóny a především získat reakční rychlosti na aktivačních fóliích z více materiálů pro ověření schopnosti kódu Serpent, FISPACT-II a ORIGEN



Obrázek 5.3: Konfigurace aktivní zóny C18 [33]

předpovídat jejich hodnoty.

Tabulka 5.6: Polohy regulačních tyčí během ozařovacího experimentu dne 19. 1. 2022

B1	B2	B3	E1	R1	R2
680	680	680	230	429	680

Během experimentu byly ozařovány fólie z celkem pěti různých materiálů, konkrétně šlo o zlato, měď, mangan, molybden a nikl. Pro výkonovou kalibraci byly opět použity zlaté fólie, dvě z nich byly ozařovány v kanálu na pozici C6, další dvě na pozicích H4 a G3. Manganové a měděné fólie byly ozařovány v kanálech C6 a H4, molybdenové fólie v kanálech G3 a H4 a jedna niklová fólie v kanálu G3 (viz obrázky 5.3 a 5.4).

Připravené nosiče byly v den experimentu přemístěny z laboratoře neutronové aktivační analýzy na halu reaktoru, kde byly do vertikálních kanálů postupně vkládány tak, aby se zlatá fólie vždy nacházela ve středu aktivní zóny. Po umístění všech nosičů byl výkon reaktoru nastaven na hodnotu $1E7$, při které byly vzorky ozařovány přesně jednu hodinu. V 10:37 bylo ozařování ukončeno,



Obrázek 5.4: Fólie ozařované při experimentu dne 19.1. 2022

Tabulka 5.7: Aktivační reakce měřené při experimentu dne 19. 1. 2022 [26]

Materiál	Reakce	E_γ (keV)	I_γ (%)
Zlato	$^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$	411,8	96,0
Měď	$^{63}\text{Cu}(n,\gamma)^{64}\text{Cu}$	1345,8	0,5
Mangan	$^{55}\text{Mn}(n,\gamma)^{56}\text{Mn}$	846,8 1810,8	98,9 27,2
Molybden	$^{98}\text{Mo}(n,\gamma)^{99}\text{Mo}$	739,5	12,13
Nikl	$^{64}\text{Ni}(n,\gamma)^{65}\text{Ni}$	366,3	4,8

následně byl reaktor odstaven a nosiče byly přeneseny do laboratoře neutronově aktivační analýzy, kde proběhlo měření vzorků.

5.3.1 Výsledky měření

Nejistoty vypočtených i naměřených reakčních rychlostí byly určeny stejným způsobem jako při prvním experimentu. Při výpočtu v kódu Serpent byla zvolena možnost simulovat 200 000 neutronů v 35 000 generacích, tato hodnota se ale ukázala jako zbytečně velká a když statistická nejistota většiny reakčních rychlostí klesla zhruba pod půl procenta, byl výpočet přerušen.

Tabulka 5.8: Porovnání naměřených reakčních rychlostí s reakčními rychlostmi vypočtenými v kódu Serpent při normalizaci na tepelný výkon 1 W pro zlaté fólie ozařované dne 19.1. 2022

	Název	RR_{HPGe} (s^{-1})	$RR_{\text{HPGe}}^{\text{err}}$ (%)	RR_{MC} (s^{-1})	$RR_{\text{vert}}^{\text{err}}$ (%)	$RR_{\text{stat}}^{\text{err}}$ (%)	$P_{1\text{E}7}$ (W)	$P_{1\text{E}7}^{\text{err}}$ (%)
C6	Au-B9	1,64E-14	0,2	1,53E-15	2,38	0,23	10,70	2,40
	Au-B12	1,62E-14	0,2	1,49E-15	5,14	0,23	10,87	5,15
H4	Au-4	1,85E-14	0,2	1,69E-15	2,37	0,20	10,94	2,39
G3	Au-C2	9,43E-15	0,3	9,16E-15	2,37	0,38	10,30	2,41
							10,66	1,79

Výkonová kalibrace s pomocí zlatých fólií je popsána v tabulkách 5.8 a 5.9. Tentokrát byly výsledky v dobré shodě s kalibrací popsanou v dokumentu neutronově fyzikálních charakteristik, o proti které je hodnota v této práci menší zhruba o 1,5% [33].

Hodnota tepelného výkonu byla dále použita pro normalizaci hodnot reakčních rychlostí ostatních materiálů. Ty jsou společně naměřenými hodnotami uvedeny v tabulce 5.10.

Rozhodnutí současně ozařovat materiály s velkým i malým účinným průřezem pro absorpci vedlo k tomu, že reakční rychlosti byly díky malé aktivitě vzorků často zatíženy relativně větší nejistotou měření, s výjimkou molybdeny byly ale rozdíly mezi vypočtenými a naměřenými hodnotami vždy menší než 10%. Reakční rychlosti na manganových fóliích výpočet mírně nadhodnotil, zatímco pro měď a nikl byly vypočtené reakční rychlosti vždy menší než ty skutečné.

Ze všech vzorků lze nejvýznamnější odchylku lze pozorovat u molybdeny, u kterého byly vypočtené reakční rychlosti až o 40% větší než ty naměřené. Při

Tabulka 5.9: Výsledky kalibrace tepelného výkonu pomocí zlatých fólií dne 19.1. 2022 (hodnoty pro signál PMV 1E8 imp./s)

Tepelný výkon (W)	Kalibrační konstanta (s^{-1})
$106,63 \pm 1,91$	$(8,003 \pm 0,143) \cdot 10^{12}$

Tabulka 5.10: Porovnání naměřených a vypočtených normalizovaných reakčních rychlostí při experimentu ze dne 19. 1. 2022

	Název	RR_{HPGe} (s^{-1})	$RR_{\text{HPGe}}^{\text{err}}$ (%)	$RR_{\text{MC}}^{\text{norm}}$ (s^{-1})	$RR_{\text{vert}}^{\text{err}}$ (%)	$RR_{\text{stat}}^{\text{err}}$ (%)	C/E
C6	CuF	7,46E-16	2,7	6,96E-16	2,05	0,21	$0,93 \pm 0,03$
	MnCu-P	1,89E-15	0,2	2,02E-15	3,82	0,20	$1,07 \pm 0,04$
H4	CuE	8,12E-16	0,3	7,92E-16	2,05	0,19	$0,98 \pm 0,02$
	MnMM	2,21E-15	0,2	2,27E-15	5,14	0,19	$1,03 \pm 0,05$
	MoPP	3,72E-17	6,0	5,00E-17	3,82	2,00	$1,34 \pm 0,10$
G3	MoOO	5,11E-17	8,0	7,30E-17	3,82	2,30	$1,43 \pm 0,13$
	NiS	1,14E-16	2,3	1,03E-16	2,05	0,28	$0,90 \pm 0,03$

měření se u tohoto materiálu nepříznivě projevila malá aktivita fólií a omezený čas pro jejich měření, hodnoty reakčních rychlostí jsou proto zatíženy významnou experimentální chybou. Pro molybden byla navíc při výpočtu v kódu Serpent odhadovaná statistická chyba zhruba o řád větší než u ostatních fólií, je proto obtížné rozhodnout jestli byla neshoda způsobena primárně nepřesným měřením nebo chybou v modelu.

Kapitola 6

Modelování experimentů v transmutačních kódech

Zkušenosti z předchozí kapitoly potvrzují schopnost programu Serpentaz2 modelovat ozařovací experimenty na reaktoru VR-1, zároveň ale ukazují i nevýhody takového postupu. Provedení celozónového Monte Carlo výpočtu je časově náročné a dává významné požadavky na hardware, který nemusí být při sdílení prostředků ve výpočetní frontě okamžitě k dispozici. Výsledky jsou navíc vždy získávány pro konkrétní experimentální konfiguraci a při změně materiálu, tvaru nebo pozice vzorků musí být celý výpočet opakován. Tato omezení dávají motivaci zkoumat další postupy, kterými lze při modelování ozařovacích experimentů postupovat.

Kódy FISPACT-II a ORIGEN patří do kategorie tzv. transmutačních kódů¹, počítačových programů specializujících se na výpočty izotopických změn v materiálu vystavenému neutronovému a jiným typům ionizujícího záření. Na rozdíl od kódů transportních se nesnaží modelovat pohyb neutronů v materiálu, ale omezují se na popis reakcí, kterými zde neutrony vytváří nové radioaktivní izotopy a na to, jak se bude v čase postupně vyvíjet jejich koncentrace, ať už jejich přirozeným rozpadem nebo při dalších interakcích s neutrony.

Podmínky ozařování musí být v transmutačních kódech definovány jako jeden ze vstupních parametrů, jejich zdrojem může podle typu úlohy být například experiment (dekonvoluce spektra) nebo výpočet v transportním kódu, se kterými transmutační kódy při reaktorových výpočtech často iterativně spolupracují. Na školním reaktoru VR-1 lze jako zdroj podmínek ozařování použít model reaktoru Serpentaz2, ve kterém mohou detektory umístěné na povrchu plexisklových nosičů určit hustotu toku a energetické spektrum neutronů, kterému by zde umístěné vzorky byly vystaveny. Výhodou takového přístupu je, že náročný celozónový výpočet stačí pro danou experimentální konfiguraci provést pouze jednou a jeho výsledky lze pro nové vzorky opakovaně používat, zároveň ale může diskretizace spojitého energetického spektra do konečného počtu intervalů, potřeba provést dodatečnou korekci samostínění a rozdíly mezi výpočetními kódy vnést do výsledků nové zdroje chyb.

¹V angličtině označované jako *transmutation codes* nebo *inventory codes*.

6.1 Program vertikanal

Příprava výpočtu v kódech FISPACT-II a ORIGEN se skládá z několika dílčích kroků, které se při manuálním vytváření vstupních souborů pro větší počet vzorků stává nepřiměřeně časově náročné. Při řešení bakalářské práce a výzkumného úkolu vedl tento problém k postupnému vytváření různých pomocných skriptů, které se snažily celý proces co nejvíce automatizovat.

Při návrhu postupu modelování ozařovacích experimentů na reaktor VR-1 v kódech FISPACT-II a ORIGEN bylo jako nejpraktičtější řešení zvoleno využít již dříve získaných zkušeností a tyto skripty sjednotit do počítačového programu, který podle popisu experimentu ve vstupním souboru provede výpočty v jednotlivých kódech a výsledky uloží ve formátu umožňujícím jejich snadné vzájemné porovnání. V rámci této diplomové práce byl pro tento účel vyvinut počítačový program vertikanal, jehož činnost lze rozdělit do následujících bodů:

- Umístění detektorů zaznamenávajících energetická spektra neutronů ve vertikálních kanálech do modelu reaktoru vytvořeném v programu Serpentaz2
- Korekce těchto spekter v programu Serpent zohledňující vliv samostínění ve vzorcích
- Vytvoření vstupních souborů pro programy FISPACT-II a ORIGEN a provedení jejich výpočtu
- Extrakce a uložení výsledných reakčních rychlostí v přehledném tabulkovém formátu

6.1.1 Vstupní soubor

Program vertikanal je v terminálu spuštěn příkazem

```
./vertikanal <soubor>
```

Parametry ozařování jsou při výpočtu v programu definovány v jednoduchém vstupním souboru formátu XML se strukturou podobnou té používané programem Serpentaz2.

DETFILE – Cesta k souboru `det0.m` obsahujícím energetická spektra na povrchu plexisklových nosičů

WATTS – Tepelný výkon reaktoru (ve wattech) při signálu PMV 1E8. Tato hodnota je součástí dokumentu neutronově-fyzikálních charakteristik aktivní zóny reaktoru VR-1

POWER – Výkon reaktoru (signál z PMV) při kterém probíhalo ozařování

HOLDERS – Seznam nosičů

HOLDER – Definice nosiče, zde pouze určuje použitý vertikální kanál

```

<INPUT>
<DETFILE>C16_det0.m</DETFILE>
<WATTS>119.28</WATTS>
<POWER>1E8</POWER>
<HOLDERS>
  <HOLDER channel="E3">
    <FOIL name="Au1" height="43" thickness="4.9E-3" material="zlato" />
  </HOLDER>
</HOLDERS>
<FOILDETECTORS>
  <DETECTOR foil="Au1" reaction="102 Au197"/>
</FOILDETECTORS>
<MATERIALS>
mat zlato -19.3
79197.00c 1
</MATERIALS>
<CALC>
  <FISPACT />
  <ORIGEN />
  <SERPENT />
</CALC>
</INPUT>

```

Obrázek 6.1: Příklad vstupního souboru pro program vertikanal

FOIL – Definice ozařované fólie, povinné parametry **name** a **height** její název a vertikální pozici. Pokud jsou v definici uvedeny i nepovinné parametry **thickness** a **material**, bude podle nich provedena korekce samostínění.

DETECTORS – Seznam detektorů

FOILDETECTOR – Definice detektoru

MATERIALS – Definice materiálů použitých při korekci samostínění v kódu Serpent

CALC – Názvy programů ve kterých proběhne výpočet, k dispozici jsou možnosti **FISPACT**, **ORIGEN** a **SERPENT**.

6.1.2 Tvorba energetických spekter

Pro získání podmínek ozařování jako vstupu pro další výpočty byl vytvořen pomocný program **vertikanal-detectors**, který je spuštěn příkazem:

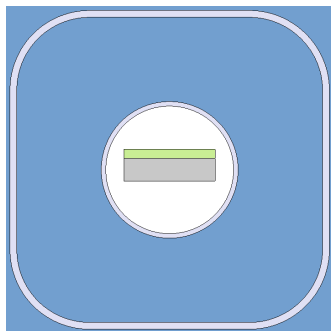
```
./vertikanal-detectors <soubor>
```

<soubor> je název vstupního souboru pro kód Serpent vytvořený v programu Serpentaz2. Program automaticky vyhledá všechny vložené plexisklové nosiče a na jejich povrchu vytvoří detektory zaznamenávající tok neutronů, kterému by na nosiči umístěné vzorky byly vystaveny.

Jako plocha, ve které detektor vzorkuje neutrony je uvažován kvádr o průřezu 2,5 x 4,5 mm umístěný na přední straně plexisklového nosiče (viz obrázek 6.2). Kvádr je od spodní strany detektoru na pozici 0 cm do horní strany na pozici 75 cm vertikálně rozdělen do 75 částí o délce jeden cm. V každé části jsou současně

měřena energetická spektra neutronů v 709 grupovém formátu používaném kódem FISPACT-II a 252 grupovém formátu používaném kódem ORIGEN. Podobně jako u fólií je zde použitý dráhový detektor, který zde zlepšuje statistiku v materiálu slabě absorbujícím neutrony (vzduch).

Výstupy z detektorů ukládá Serpent do souboru <soubor>_det0.m, ze kterého program vertikanal podle souřadnice kanálu a vertikální pozice vzorku vybere správně energetické spektrum a použije ho při výpočtech v jednotlivých programech.



Obrázek 6.2: Plexisklový nosič (šedá barva) a buňka detektoru (zelená barva) umístěné ve vertikálním kanálu.

6.1.3 Korekce na samostínění

Spektra získaná ve vzduchové buňce na povrchu nosiče vyjadřují energetické rozdělení zde pohybuje se neutronů, nezohledňují ovšem způsob, kterým fyzická přítomnost vzorků ovlivňuje ozařování. V objektech umístěných do vertikálních kanálů reaktoru má hustota toku neutronů často nezanedbatelnou prostorovou závislost a jaderné reakce neprobíhají ve všech jejich částech se stejnou intenzitou. U silných neutronových absorbátorů bude většina dopadajících rezonančních neutronů zachycena už v povrchových vrstvách vzorku a jeho vnitřní část bude vystavena relativně menšímu neutronovému toku. V takovém případě nebude hodnota reakčních rychlostí vztahených na jedno terčové jádro nezávislá na velikosti vzorku, ale bude s jeho rostoucí hmotností klesat.

Pro omezení nerovnoměrnosti ozařování jsou běžně používány etalony ve formě tenkých kovových fólií, u silných neutronových absorbátorů bude ale efekt samostínění významný i pro tloušťky fólií běžně používaných na KJR (desítky μm) a je potřeba ho při modelování experimentů zohlednit. Vliv samostínění ve vzorku bude záviset na tvaru vzorku, energii dopadajících neutronů i konkrétní jaderné reakci, ohodnotit ho lze pomocí tzv. *korekčního faktoru samostínění* G (6.1) [34].

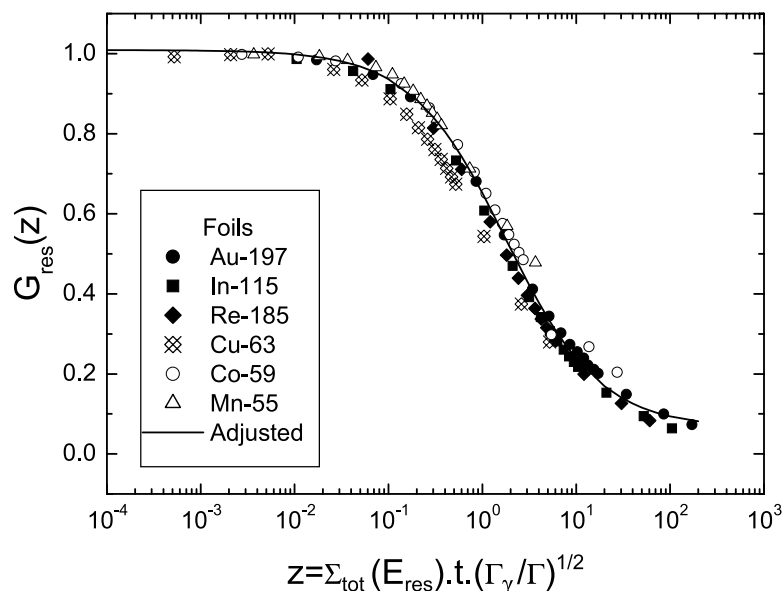
$$G = \frac{\int_0^{+\infty} \sigma(E)\phi'(E) dE}{\int_0^{+\infty} \sigma(E)\phi(E) dE} \quad (6.1)$$

$\sigma(E)$ je mikroskopický účinný průřez vybrané reakce, $\phi'(E)$ hustota toku neutronů pozměněná přítomností vzorku a $\phi(E)$ hustota toku dopadajících ne-

utronů. Korekční faktor G tedy vyjadřuje poměr reakčních rychlostí zohledňující a nezohledňující vliv samostínění respektive.

Při modelování experimentů v programu Serpentaz2 nebylo nutné provádět korekci samostínění explicitně, prostorová závislost reakčních rychlostí v Monte Carlo kódech přirozeně vyplývá z transportu neutronů a pro její zohlednění stačí správně definovat tvar a materiál vzorku. Obdobně nemohou postupovat kódy FISPACT-II a ORIGEN, které s předanými energetickými spektry provádí efektivně jednobodový výpočet. Korekce na samostínění v nich musí být provedena navíc, mimo standardní běh programu.

Kód FISPACT-II řeší tento problém implementováním empirických vztahů zohledňujících vliv samostínění v několika základních geometriích. Konkrétně používá ke korekci tzv. model univerzální sigmoidní křivky, který korekční faktor samostínění způsobený izolovanou rezonancí uvažuje jako funkci bezrozměrného parametru z (6.2)[35].



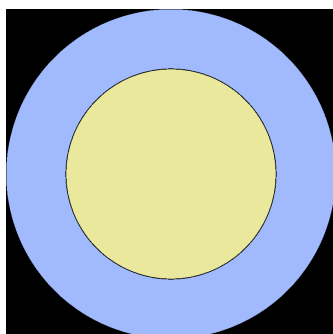
Obrázek 6.3: Korekční faktor samostínění vzorků ve formě fólií různých materiálů jako funkce parametru z [35].

$$z = \Sigma_{tot}(E_{res}) \cdot y \cdot \sqrt{\frac{\Gamma_{\gamma}}{\Gamma}} \quad (6.2)$$

kde $\Sigma_{tot}(E_{res})$ je makroskopický účinný průřez v rezonančním maximu, y je charakteristický rozměr (tloušťka fólie nebo poloměr drátu), Γ_{γ} je rezonanční šířka pro radiační záchyt a Γ je celková radiační šířka. Hodnotu korekčního faktoru samostínění pro vybranou rezonanci G_{res} určuje vztah (6.3)[35].

$$G_{res} = \frac{A_1 - A_2}{1 + (z/z_0)^p} + A_2 \quad (6.3)$$

kde A_1 , A_2 , z_0 a p jsou parametry, které tvůrci modelu získali fitováním funkce na výsledky získané simulací různých a materiálů v kódu MCNP (obr. 6.3). FISPACT-II podporuje 4 různé tvary vzorků: fólie, drát, koule a válec. Fólie a drát



Obrázek 6.4: Tenký válec ve tvaru ozařované fólie (žlutá barva) obklopený buňkou ohraničenou dvěma koncentrickými kulovými plochami (modrá barva) ve které je umístěn zdroj neutronů.

jsou uvažovány s nekonečnou plochou a válečkem, zatímco koule a váleček jsou objekty s konečným objemem. Jejich materiál lze definovat buď podle hmotnostního podílu prvků klíčovým slovem `SSFMAS` nebo podle izotopického složení pomocí `SSFFUEL`. FISPACT-II podle nich automaticky vyhledá v knihovně jaderných dat všechny relevantní rezonance, vypočítá jejich korekční faktory a podle poskytnutého energetického spektra zvažuje jejich vliv při korekci hodnot efektivních účinných průřezů.

Možnost korekce na samostínění v kódu FISPACT-II byla při simulaci provedených experimentů zkoumána, výpočet ovšem ve všech případech výrazně nadhodnocoval reakční rychlosti ve zlatých fóliích. Důvod této chyby není zřejmý a nepodařilo se ho bohužel odstranit. Další otázkou bylo jak provést korekci samostínění v kódu ORIGEN, který neobsahuje ekvivalentní funkcionalitu pro modelování geometrie vzorků. Byla proto opuštěna snaha řešit samostínění přímo ve FISPACT-II a místo toho byl v programu vertikálně implementován postup pro korekci na samostínění pomocí mezivýpočtu v kódu Serpent.

Myšlenka tohoto postupu je pro každou fólii před výpočtem ve FISPACT-II a ORIGEN provést v kódu Serpent mezivýpočet, jehož výsledkem budou energetická spektra neutronů ovlivněných přítomností fólie. Tímto způsobem vyplyne efekt samostínění přirozeně z transportu neutronů ve fólii podobně jako v modelu Serpentaz2, bez toho aby bylo nutné opakovat náročný celozónový výpočet.

Při mezivýpočtu je do středu geometrie umístěn váleček o tloušťce a poloměru definovaném ve vstupním souboru parametry `thickness` a `material`. Ten je obklopen prázdnou buňkou vymezenou dvěma koncentrickými kulovými plochami (viz obrázek 6.4), ve které je vytvořen zdroj neutronů s rozložením energií podle 709 grupového spektra získaného ze souboru s neutronovými spektry na povrchu držáků. Ve fólii jsou umístěny dva detektory, které zde sbírají pozměněná neutronová spektra v 709 a 252 grupových formátech, která budou následně využita při výpočtech v kódech FISPACT-II a ORIGEN.

O provedení korekce na samostínění rozhoduje přítomnost nepovinných parametrů `thickness` a `material` v definici fólie. V případě, že nejsou uvedeny, nebude korekce na samostínění provedena a kódům FISPACT-II a ORIGEN budou předána neupravená spektra ze vzduchových buněk.

E3-zlato-38	E3 38	Serpent(709)	Au197 102	1.4410E-14	2.5357E+01
E3-zinek	E3 41	Serpent(709)	Zn68 102m	1.1559E-17	2.0800E-02
E3-zlato-44	E3 44	Serpent(709)	Au197 102	1.3816E-14	2.5787E+01
E3-zlato-38	E3 38	FISPACT	Au197 102	1.5166E-14	2.7142E+01
E3-zinek	E3 41	FISPACT	Zn68 102m	9.6907E-18	1.7453E-02
E3-zlato-44	E3 44	FISPACT	Au197 102	1.4571E-14	2.7650E+01
E3-zlato-38	E3 38	ORIGEN	Au197 102	1.6201E-14	2.8995E+01
E3-zinek	E3 41	ORIGEN	Zn68 102m	1.1407E-17	2.0544E-02
E3-zlato-44	E3 44	ORIGEN	Au197 102	1.5482E-14	2.9378E+01

Obrázek 6.5: Příklad výstupního souboru programu vertikanal

6.1.4 Výstupní soubor

Výstupem z programu je tabulkový textový soubor, ve kterém jsou shrnuty získané hodnoty reakčních rychlostí a účinných průřezů. Při výpočtech v obou kódech jsou účinné průřezy hledaných reakcí zváženy podle poskytnutých neutronových spekter, ve FISPACT-II jsou pro tento účel stejně jako při výpočtech v kódu Serpent využita jaderná data z knihovny ENDF/B.VIII.0, zatímco ORIGEN využívá vlastní knihovnu postavenou na datech z ENDF/B-VII.1. Výsledkem obou výpočtu jsou hodnoty efektivních účinných průřezů, které program vertikanal automaticky extrahuje z výstupních souborů a vynásobí je celkovou hustotou toku neutronů pro získání reakční rychlosti v místě ozařování.

V případě, že je pro vzorek nejprve provedena korekce na samostínění, bude při mezivýpočtu v kódu Serpent také automaticky umístěn detektor, který zde přímo počítá hodnotu reakčních rychlostí. Jeho výsledek je ve výstupním souboru označen jako Serpent(709). V případě bez korekce samostínění je stejný výpočet proveden pro prázdnou fólii nevyplněnou materiálem.

6.2 Modelování experimentů

Ozařovací experimenty popsané v předchozí kapitole byly s pomocí programu vertikanal modelovány taky v kódech FISPACT-II a ORIGEN. Neutronová spektra potřebná pro výpočty byla získána z použitých modelů experimentů, upravených pouze odstraněním kovových fólií a přidáním spektra získávajících detektorů na povrch nosičů. Pro ocenění vlivu samostínění byl výpočet proveden vždy dvakrát - jednou s použitím korekce a jednou bez ní. Získané reakční rychlosti jsou uvedeny v následujících tabulkách, pro přehledné ohodnocení schopnosti replikovat výsledky celozónového výpočtu jsou současně uvedeny i poměry jejich hodnot vůči reakčním rychlostem získaných z modelu Serpentaz2.

6.2.1 Experiment 19. 2. 2021

Tabulka 6.1: Vypočtené rychlosti reakce $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$

Kanál	Fólie	Bez korekce samostínění			S korekcí samostínění		
		Serpent(709)	FISPACT-II	Origen	Serpent(709)	FISPACT-II	Origen
E3	Au-4	3,05E-14	3,05E-14	3,08E-14	1,45E-14	1,53E-14	1,63E-14
E3	Au-10	2,94E-14	2,95E-14	2,97E-14	1,40E-14	1,47E-14	1,57E-14
E5	Au-2	3,13E-14	3,13E-14	3,13E-14	1,53E-14	1,61E-14	1,70E-14
E5	Au-1	3,01E-14	3,01E-14	3,04E-14	1,48E-14	1,56E-14	1,65E-14
G3	Au-K2	2,71E-14	2,72E-14	2,71E-14	1,91E-14	1,95E-14	1,99E-14
G3	Au-19	2,57E-14	2,57E-14	2,58E-14	1,79E-14	1,82E-14	1,86E-14

Tabulka 6.2: Vypočtené rychlosti reakce $^{68}\text{Zn}(n,\gamma)^{69\text{m}}\text{Zn}$

Kanál	Fólie	Bez korekce samostínění			S korekcí samostínění		
		Serpent(709)	FISPACT-II	Origen	Serpent(709)	FISPACT-II	Origen
E3	Zn-6	1,22E-17	9,95E-18	1,15E-17	1,16E-17	9,74E-18	1,15E-17
E5	Zn-9	1,30E-17	1,06E-17	1,23E-17	1,25E-17	1,04E-17	1,23E-17
G3	Zn-10	1,70E-17	1,35E-17	1,59E-17	1,67E-17	1,35E-17	1,59E-17

Tabulka 6.3: Poměr vypočtených reakčních rychlostí vůči hodnotám ze Serpentaz2

Materiál	Kanál	Fólie	Bez korekce samostínění			S korekcí samostínění		
			Serpent(709)	FISPACT-II	Origen	Serpent(709)	FISPACT-II	Origen
Zlato	E3	Au-4	2,09	2,09	2,12	1,00	1,05	1,12
	E3	Au-10	2,15	2,15	2,16	1,02	1,07	1,14
	E5	Au-2	2,03	2,03	2,03	0,99	1,04	1,10
	E5	Au-1	2,04	2,04	2,06	1,00	1,05	1,12
	G3	Au-K2	1,44	1,44	1,44	1,02	1,03	1,06
	G3	Au-19	1,47	1,46	1,47	1,02	1,04	1,06
Zinek	E3	Zn-6	1,06	0,86	1,00	1,01	0,85	1,00
	E5	Zn-9	1,04	0,84	0,98	0,99	0,83	0,98
	G3	Zn-10	1,03	0,82	0,96	1,02	0,82	0,97

6.2.2 Experiment 19. 1. 2022

Tabulka 6.4: Vypočtené rychlosti reakce $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$

Kanál	Fólie	Bez korekce samostínění			S korekcí samostínění		
		Serpent(709)	FISPACT-II	Origen	Serpent(709)	FISPACT-II	Origen
C6	Au-B9	2,28E-14	2,28E-14	2,29E-14	1,66E-14	1,68E-14	1,71E-14
C6	Au-B12	2,23E-14	2,23E-14	2,24E-14	1,61E-14	1,64E-14	1,67E-14
G3	Au-C2	1,93E-14	1,93E-14	1,94E-14	9,74E-15	1,02E-14	1,08E-14
H4	Au-4	2,45E-14	2,44E-14	2,44E-14	1,81E-14	1,83E-14	1,86E-14

Tabulka 6.5: Vypočtené rychlosti reakce $^{63}\text{Cu}(n,\gamma)^{64}\text{Cu}$

Kanál	Fólie	Bez korekce samostínění			S korekcí samostínění		
		Serpent(709)	FISPACT-II	Origen	Serpent(709)	FISPACT-II	Origen
C6	CuF	7,07E-16	7,09E-16	7,06E-16	6,98E-16	7,01E-16	6,99E-16
H4	CuE	8,02E-16	8,05E-16	8,01E-16	7,92E-16	7,95E-16	7,93E-16

Tabulka 6.6: Vypočtené rychlosti reakce $^{55}\text{Mn}(n,\gamma)^{56}\text{Mn}$

Kanál	Fólie	Bez korekce samostínění			S korekcí samostínění		
		Serpent(709)	FISPACT-II	Origen	Serpent(709)	FISPACT-II	Origen
C6	MnCu-P	2,07E-15	2,08E-15	2,09E-15	2,04E-15	2,04E-15	2,05E-15
H4	MnMM	2,33E-15	2,33E-15	2,34E-15	2,29E-15	2,29E-15	2,30E-15

Tabulka 6.7: Vypočtené rychlosti reakce $^{98}\text{Mo}(n,\gamma)^{99}\text{Mo}$

Kanál	Fólie	Bez korekce samostínění			S korekcí samostínění		
		Serpent(709)	FISPACT-II	Origen	Serpent(709)	FISPACT-II	Origen
G3	MoOO	7,41E-17	7,41E-17	7,93E-17	6,72E-17	7,30E-17	7,85E-17
H4	MoPP	5,29E-17	5,29E-17	5,54E-17	5,03E-17	5,25E-17	5,54E-17

Tabulka 6.8: Vypočtené rychlosti reakce $^{64}\text{Ni}(n,\gamma)^{65}\text{Ni}$

Kanál	Fólie	Bez korekce samostínění			S korekcí samostínění		
		Serpent(709)	FISPACT-II	Origen	Serpent(709)	FISPACT-II	Origen
G3	NiS	1,05E-16	1,05E-16	1,05E-16	1,03E-16	1,03E-16	1,03E-16

Tabulka 6.9: Poměr vypočtených reakčních rychlostí vůči hodnotám ze Serpentaz2

Materiál	Kanál	Fólie	Bez korekce samostínění			S korekcí samostínění		
			Serpent(709)	FISPACT-II	Origen	Serpent(709)	FISPACT-II	Origen
Zlato	C6	Au-B9	1,40	1,40	1,40	1,01	1,03	1,05
	C6	Au-B12	1,40	1,40	1,41	1,02	1,03	1,05
	G3	Au-C2	1,98	1,98	1,99	1,00	1,04	1,10
	H4	Au-4	1,36	1,35	1,35	1,00	1,02	1,03
Měď	C6	CuF	1,02	1,02	1,01	1,00	1,01	1,00
	H4	CuE	1,01	1,02	1,01	1,00	1,00	1,00
Mangan	C6	MnCu-P	1,03	1,03	1,03	1,01	1,01	1,02
	H4	MnMM	1,03	1,03	1,03	1,01	1,01	1,01
Molybden	G3	MoOO	1,01	1,01	1,09	0,92	1,00	1,07
	H4	MoPP	1,06	1,06	1,11	1,01	1,05	1,11
Nikl	G3	NiS	1,02	1,02	1,02	1,00	1,00	1,00

6.2.3 Závěr

Úkol replikovat výsledky z modelu Serpentaz2 lze považovat z větší části za úspěšně splněný. V případě bez provedení korekce samostínění je mezi všemi použitými kódy dobrá shoda výsledků, zároveň je ale zřejmé, že tento postup někdy vede k významným chybám. Z uvažovaných materiálů lze největší odchylku pozorovat u zlatých fólií, ve kterých jsou reakční rychlosti vypočtené bez korekce někdy až dvakrát větší než ty z modelu Serpentaz2, míra nadhodnocení se přitom pro fólie ozářované v různých kanálech výrazně liší. Pro ostatní uvažované materiály je vliv samostínění podstatně menší a například pro manganové nebo měděné fólie lze správné reakční rychlosti získat i bez jeho korekce.

Rozdíl mezi vypočtenými reakčními rychlostmi lze pro zinkové fólie pozorovat u kódu FISPACT-II, který oproti ostatním kódům podhodnocuje intenzitu aktivační reakce o zhruba 20%. Důvod této odchylky není zřejmý, může ale souviset s tím, že se jedná o jedinou reakci vytvářející s izotop v metastabilním stavu. Nezanedbatelný rozptyl hodnot lze pozorovat také pro reakce na molybdenových fóliích, je ale dobré připomenout, že pro molybden nebyly ani výsledky z modelu Serpentaz2 správné a významný rozdíl mezi experimentálními a vypočtenými reakčními rychlostmi zůstává i zde.

Provedení korekce samostínění problém nadhodnocování reakčních rychlostí omezuje, ukazuje se ale, že korekce není pro různé kódy aplikovaná konzistentně. Zatímco reakční rychlosti získané pro zlaté fólie přímo při mezivýpočtu v kódu Serpent jsou s rychlostmi z celozónového výpočtu v dobré shodě, pro FISPACT-II jsou jejich hodnoty až o pět procent větší a pro ORIGEN je rozdíl v některých případech větší než 10%. Důvody této odchylky byly podrobně zkoumány a jejich vysvětlení se věnuje další podkapitola.

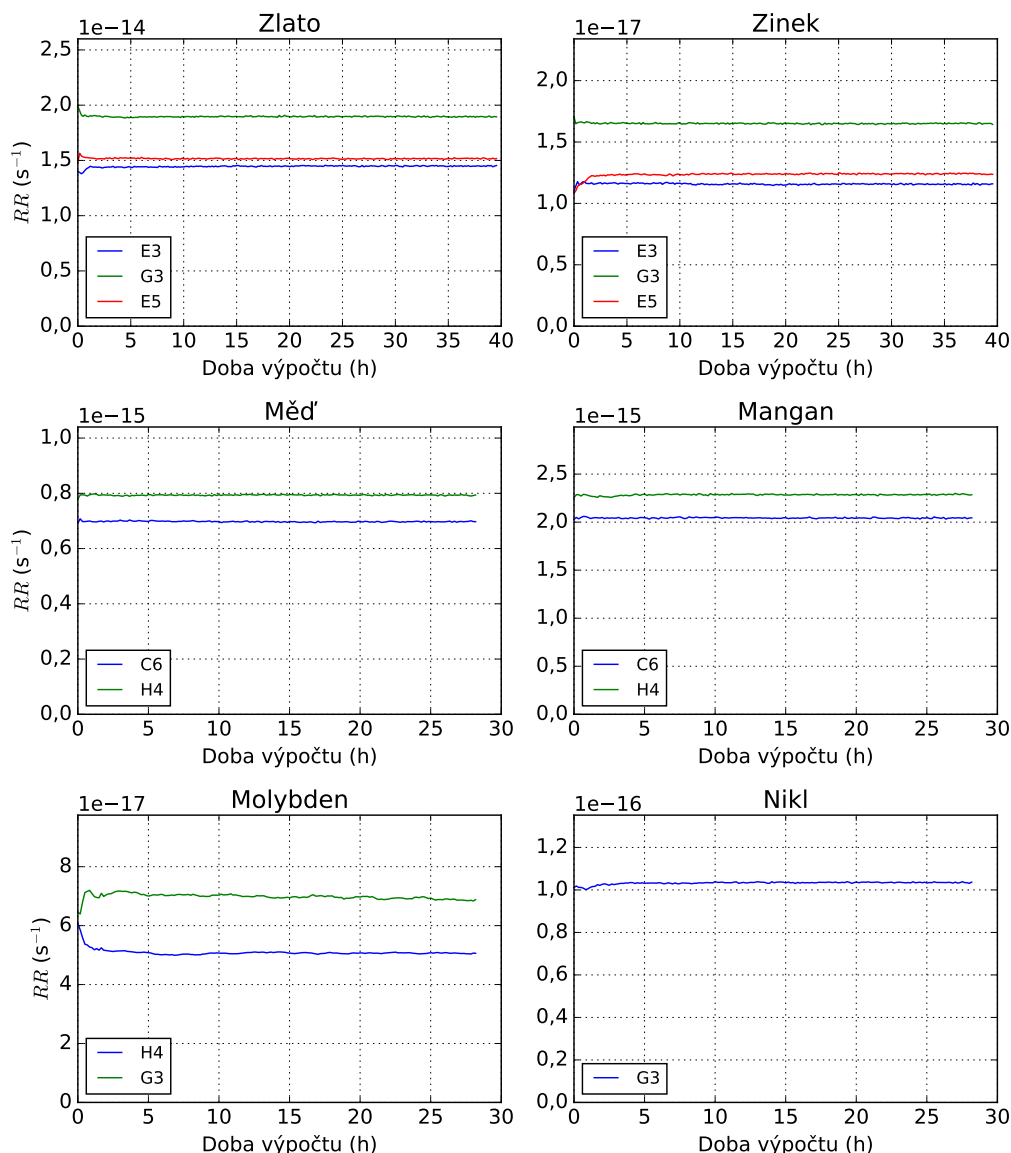
6.3 Analýza chyb

6.3.1 Konvergence spekter

Energetická spektra na povrchu nosičů pro kódy FISPACT-II a ORIGEN byla získána z modelu experimentu v programu Serpentaz2, modifikovaného pouze přidáním detektorů na povrchy nosičů a odebráním kovových fólií z modelu. Počet simulovaných neutronových historií byl v původní simulaci volen tak, aby statistická nejistota reakčních rychlostí byla ve všech fóliích přijatelně malá, nebylo ovšem zřejmé jestli bude délka výpočtu stačit i pro získání dostatečně reprezentativních energetických spekter ve vzduchových buňkách.

Zatímco míru konvergence šlo v původním modelu snadno hodnotit z poskytnutého odhadu chyby reakčních rychlostí, v tomto případě podobně postupovat nelze. Kód Serpent sice dává odhad chyb pro hustotu toku neutronů v jednotlivých grupách, jak bude ale její velikost ovlivňovat vypočtené reakční rychlosti závisí na konkrétním tvaru účinného průřezu a bude se pro různé reakce lišit.

Pro zohlednění konvergence byl proto zvolen alternativní postup, při kterém bylo sledováno, jak se budou vyvíjet vypočtené reakční rychlosti s energetická spektra s délkou výpočtu v kódu Serpent. Pokud nebudou po dostatečně dlouhou



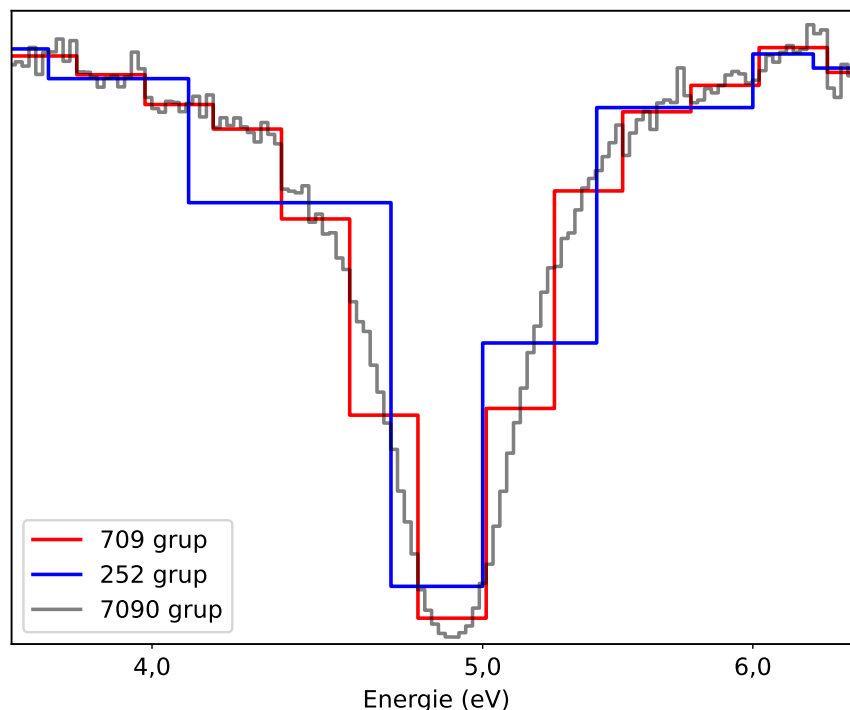
Obrázek 6.6: Konvergence reakčních rychlostí v závislosti na době výpočtu

dobu pozorovány významné změny jejich hodnot, lze taková spektra považovat za zkonvergovaná.

Průběh hodnot ukazuje, že nejen byl počet simulovaných částic zcela dostatečný, ale naopak byl zbytečně velký. Všechny reakční rychlosti během několika prvních hodin zkonvergovaly ke svým konečným hodnotám, které další výpočet už výrazně neovlivňoval. Lze to vysvětlit velikostí vzduchových buněk na povrchu plexisklových nosičů, ve kterých je při stejném počtu simulovaných částic získán výrazně lepší statistický vzorek, než pokud je vzorkována dráha neutronů pouze v tenké kovové fólii.

6.3.2 Chyba korekce samostínění

Při analýze výsledků bylo pozorováno, že kódy FISPACT-II a ORIGEN i po provedení korekce samostínění oproti programu Serpentaz2 konzistentně nadhod-



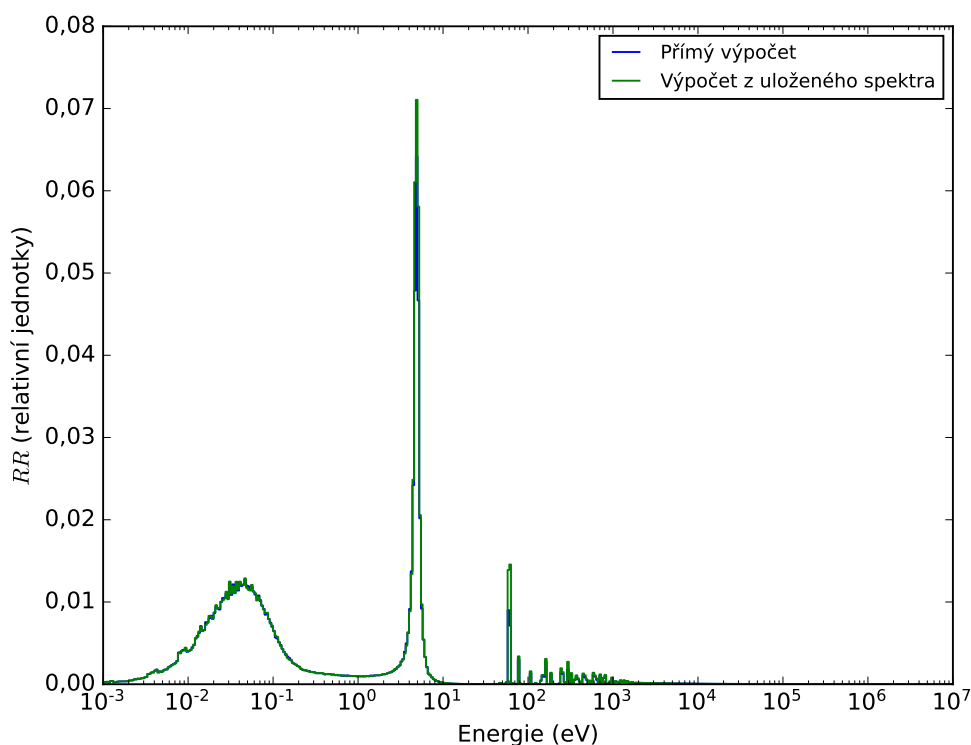
Obrázek 6.7: Různé diskretizace deprese hustoty toku neutronů způsobené rezonancí pro energii 4,9 eV při samostínění zlaté fólie.

nocují hodnoty reakčních rychlostí u zlatých fólií. Překvapivé bylo především to, že se míra nadschodnocení mezi kódy lišila přesto, že bez provedení korekce byly výsledky podobné a upravená energetická spektra zohledňující samostínění byla výstupem ze stejného výpočtu

Zatímco pro reakční rychlosti získané přímo při mezivýpočtu v kódu Serpent žádná významná odchylka pozorována nebyla, pro kód FISPACT-II používající 709 grupový formát energetického spektra dosahovala její hodnota až 5 procent a pro kód ORIGEN s 252 grupovým formátem dokonce v některých případech překračovala 10%. Objevilo se proto podezření, že chyba vznikla při diskretizaci neutronového spektra. Pokud samostínění způsobilo úbytek hustoty neutronového toku pouze v úzkém rozsahu energií kolem významné rezonance, nemusí být rozlišení těchto formátů pro její přesné popsání dostatečně podrobné.

Pro ukázkou, jak vypadají vypočtená energetická spektra v blízkosti významné rezonance je na obrázku 6.7 zobrazena hustota toku neutronů v blízkosti energie 4,9 eV pro zlatou fólii, která byla 19.1. 2021 ozařována ve středu vertikálního kanálu E5. Kromě již zmíněných 709 a 252 grupových formátů je pro názornost uveden také 7090 grupový formát, který byl pro tento účel vytvořen rozdělením každého intervalu v 709 grupovém spektru na deset dílků.

Je zřejmé, že oba použité formáty skutečně mají omezenou schopnost dobře popisovat podrobnou energetickou závislost hustoty toku neutronů, což se díky tomu, že významnou část reakcí způsobují právě neutrony těchto energií, projeví i na celkové reakční rychlosti.

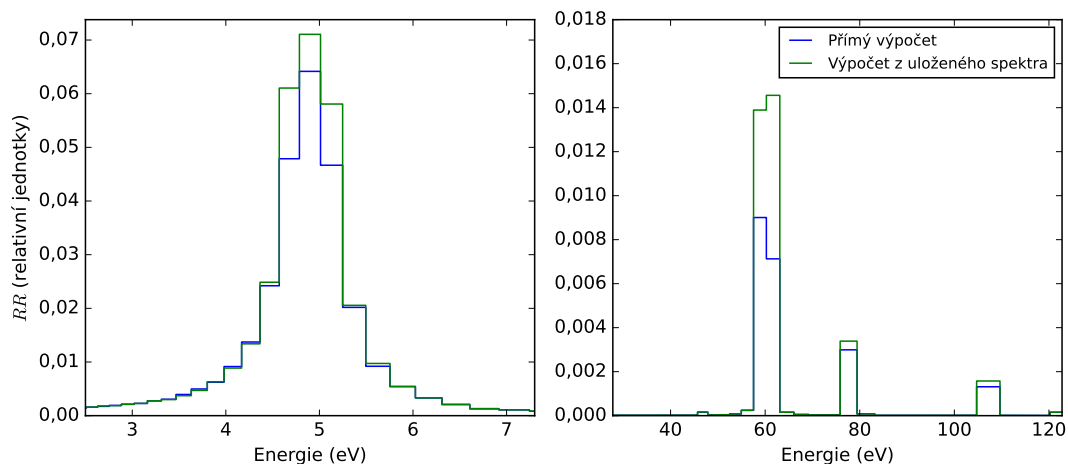


Obrázek 6.8: Rozdělení rychlosti aktivační reakce na zlaté fólii v jednotlivých grupách 709 grupového spektra

Názorně to lze ukázat porovnáním, jak se v kódu Serpent změnila reakční rychlost ve zlaté fólii, pokud je počítána přímo při korekci samostínění nebo zpětně z při ní získaného uloženého neutronového spektra. Do výše popsaného výpočtu korekce samostínění byl přidán detektor, který ve fólii snímal intenzitu reakčních rychlost v jednotlivých grupách 709 grupového formátu, následně byla stejná závislost vypočtena z uloženého neutronového spektra získaného ve stejném formátu z prvního výpočtu. Oba výsledky jsou zobrazeny na obrázcích 6.8 a 6.9.

Podle očekávání jsou reakční rychlosti v obou případech pro většinu energií stejné, pro několik energetických intervalů v blízkosti rezonancí lze ale pozorovat při výpočtu z uloženého spektra významný nárůst jejich hodnot. U rezonance při energii 4,9 eV lze největší nárůst pozorovat ve dvou grupách po stranách rezonance, které na obrázku 6.7 zahrnují oblast s nejstrmější energetickou závislostí. Po sečtení všech grup je celková reakční rychlost asi o pět procent větší, což je podobný nárůst jako byla pozorován při výpočtu v kódu FISPACT-II.

Výsledky ukazují, že omezená schopnost použitých formátů dobře popisovat úbytek neutronů v blízkosti rezonancí se skutečně projevuje pozorovaným nárůstem hodnot vypočtených reakčních rychlostí.



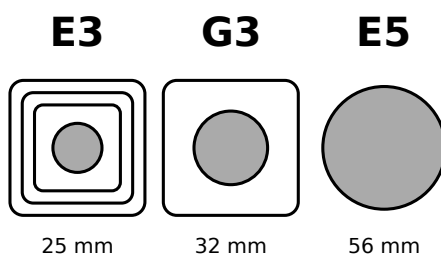
Obrázek 6.9: Přiblížení obrázku 6.8 pro energie 4,9 eV a 60 eV

6.4 Vliv samostínění pro různé materiály

Při modelování ozařovacích experimentů byl vliv samostínění pro různé vzorky často významně rozdílný, může proto být zajímavé ptát se, jak by vypadal pro fólie z jiných materiálů.

Pro okomentování vlivu samostínění bylo proto vybráno několik materiálů aktivačních detektorů², pro které proběhla simulace jejich ozařování ve vybraných kanálech AZ C16. Pro fólie z každého materiálu byly provedeny výpočty bez korekce a s korekcí samostínění, ze kterých byl podělením obou hodnot získán korekční faktor G (6.1).

Fólie byly uvažovány jako složené se z čistého kovu s přírodním izotopickým složením, pro jednoduchost byla pro všechny uvažována stejná tloušťka 60 μm . Výsledky jsou uvedeny v tabulce 6.10.



Obrázek 6.10: Vybrané vertikální kanály

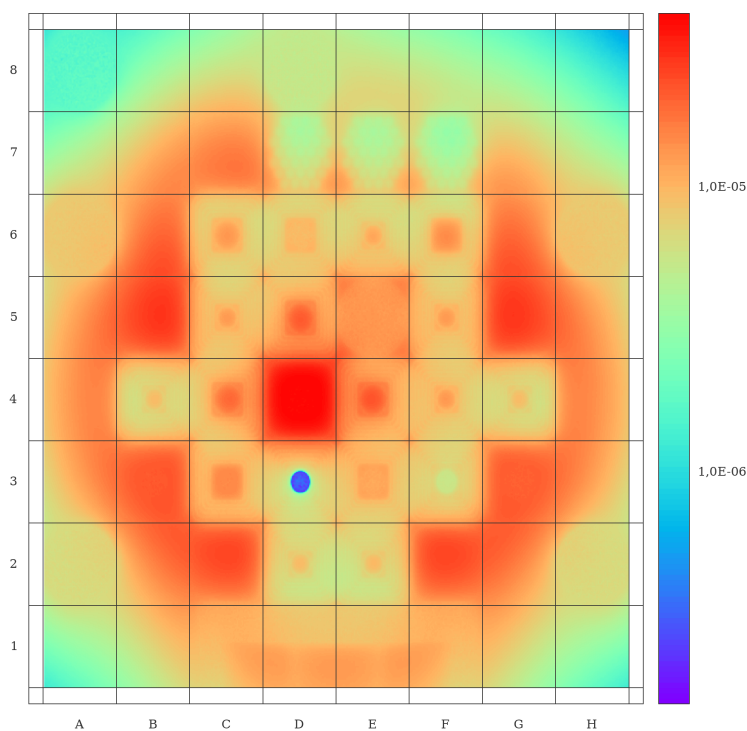
Z uvažovaných materiálů mělo samostínění největší vliv u zlatých fólií, u kterých v způsobilo pro fólie v kanálech E3 a E5 pokles reakčních rychlostí o více než polovinu. Velmi podobný byl účinek na indiové fólie, menší ale stále významný vliv byl pozorován u dysprosia a wolframu. U ostatních materiálů byl pokles reakčních rychlostí menší než 10% a pro fólie z manganu, mědi, hliníku nebo niklu byl efekt buď velmi omezený nebo zcela zanedbatelný.

Podle očekávání byl významnější pokles reakčních rychlostí pozorován pro

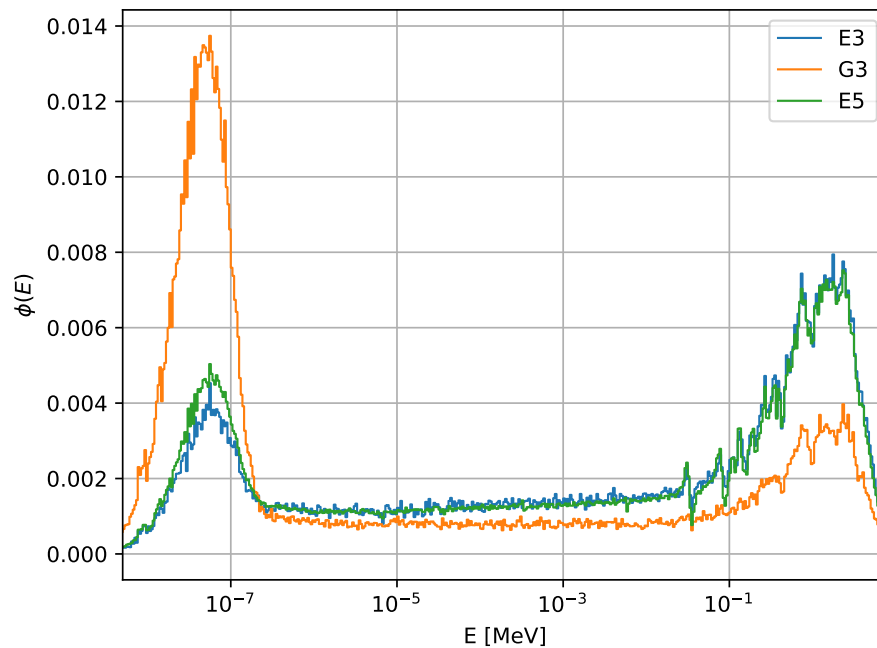
²Seznam materiálů aktivačních detektorů byl převzat z práce [36], nebylo ale ověřováno jestli jsou všechny stále na KJR skutečně k dispozici.

Tabulka 6.10: Vypočtené hodnoty korekčního faktoru samostínění G při ozařování ve vybraných kanálech zóny C16

Materiál	Reakce	G		
		E3	G3	E5
Zlato	$^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$	0,44	0,71	0,48
Indium	$^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116\text{m}}\text{In}$	0,47	0,67	0,48
Wolfram	$^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$	0,59	0,80	0,63
Dysprosium	$^{164}\text{Dy}(n,\gamma)^{165}\text{Dy}$	0,80	0,78	0,79
Kobalt	$^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$	0,87	0,93	0,89
Stříbro	$^{107}\text{Ag}(n,\gamma)^{108}\text{Ag}$	0,93	0,94	0,92
Lutecium	$^{176}\text{Lu}(n,\gamma)^{177}\text{Lu}$	0,95	0,95	0,94
Molybden	$^{98}\text{Mo}(n,\gamma)^{99}\text{Mo}$	0,96	0,96	0,95
Zinek	$^{68}\text{Zn}(n,\gamma)^{69\text{m}}\text{Zn}$	0,98	1,00	0,96
Mangan	$^{55}\text{Mn}(n,\gamma)^{56}\text{Mn}$	0,97	0,99	0,98
Měď	$^{63}\text{Cu}(n,\gamma)^{64}\text{Cu}$	0,97	0,99	0,98
Lanthan	$^{139}\text{La}(n,\gamma)^{140}\text{La}$	0,98	0,98	0,98
Skandium	$^{45}\text{Sc}(n,\gamma)^{46}\text{Sc}$	0,99	0,99	1,00
Vanad	$^{51}\text{V}(n,\gamma)^{52}\text{V}$	0,99	1,00	1,00
Hliník	$^{27}\text{Al}(n,\gamma)^{28}\text{Al}$	1,00	0,99	0,99
Nikl	$^{64}\text{Ni}(n,\gamma)^{65}\text{Ni}$	1,00	1,00	1,00



Obrázek 6.11: Relativní rozložení hustoty toku tepelných neutronů v AZ C16[31].



Obrázek 6.12: Neutronová spektra ve vybraných vertikálních kanálech ve středu AZ

fólie umístěné v kanálech E3 a E5. V nich je díky menšímu podílu moderátoru nebo přítomnosti jaderného paliva neutronové spektrum méně termalizované a větší část reakcí je zde způsobena záchytem neutronů na rezonancích (viz obrázky 6.10 a 6.12). V porovnání s nimi je 32 mm kanál na pozici G3 obklopen větším objemem moderátoru a nachází se na periférii aktivní zóny, kde hustota toku tepelných neutronů dosahuje svého maxima (viz obrázek 6.11).

Závěr

Teoretickou část práce tvoří rešerše možností normalizace výpočtů v programu Serpent. Nejprve byl obecně popsán princip výpočtů v Monte Carlo kódech a problematika normalizace jejich výsledků, následně byly s využitím dokumentace kódu Serpent vyjmenovány jím podporované způsoby normalizace. Na to je navázáno popisem konkrétních experimentálních postupů, které lze pro získání normalizační konstanty využít. Byla popsána v této práci využitá metoda porovnání naměřených reakčních rychlostí s výsledky Monte Carlo kódu, následně byla provedena rešerše zahraniční literatury, ve které byly vyhledány další možné způsoby výkonové kalibrace výzkumných jaderných reaktorů. Jsou uvedeny i postupy pro reaktory s významným tepelným výkonem, důraz je ale kladen na metody použitelné na reaktorech nízkých výkonů.

Dále se práce věnuje různým způsobům počítačového modelování ozařovacích experimentů na školním reaktoru VR-1. Pro výpočty v kódu Serpent byl využit na KJR vyvíjený model školního reaktoru VR-1 Serpentaz2, který byl pro zjednodušení modelování experimentů vhodně upraven. Byla přidána podpora pro snadné umísťování plexisklových nosičů a na nich připevněných kovových fólií do vertikálních kanálů reaktoru podle jednoduchého textového schématu. Pro modelování ozařovacích experimentů v programech FISPACT-II a SCALE/ORIGEN byl v rámci této práce dále vytvořen počítačový program, který automatizoval jednotlivé kroky takového výpočtu. Jeho součástí je postup pro získávání neutronových spekter na povrchu plexisklových nosičů, dále byla navržena metodika pro korekci na samostínění v kovových fóliích.

Pro výsledky výpočtů byla snaha identifikovat hlavní zdroje chyb a buď odhadnout jejich vliv nebo nalézt způsob jak je omezit. Jako významný zdroj chyb byla identifikována nejistota polohy vzorků, pro odhad jejího vlivu byly provedeny výpočty zkoumající vliv různých odchylek vertikální pozice na reakční rychlosti. Dále byla pro omezení statistické chyby výsledků Monte Carlo kódech zkoumána možnost použití v kódu Serpent nově implementovaných dráhových detektorů, které díky odlišnému způsobu vzorkování simulovaných neutronů slibovaly menší statistickou nejistotu výsledků. Do programu Serpentaz2 byla proto přidána podpora pro jejich snadné umísťování do fólií a byly provedeny výpočty ověřující korektnost této implementace. Bylo potvrzeno, že nový typ detektorů konverguje ke stejným výsledkům jako ten původní, zároveň se ukázal méně chaotický charakter jejich konvergence a omezení statistické nejistoty jejich výsledků.

V rámci práce proběhlo na reaktoru VR-1 několik experimentů, během kterých byly ve vertikálních kanálech reaktoru postupně ozařovány vzorky celkem sedmi různých materiálů a naměřené reakční rychlosti byly použity pro ocenění schopnosti použitých programů tyto experimenty modelovat. Byly získány výsledky

z celkem dvou ozařování na dvou různých konfiguracích aktivní zóny, u obou z nich byla nejprve porovnáním reakční rychlosti na zlatých fóliích s výsledky z modelu *Serpentaz2* získána hodnota normalizační konstanty, která byla následně využita pro korekci reakčních rychlostí u ostatních materiálů. Pro vzorky zinku, mědi, manganu a niklu byl rozdíl mezi vypočtenými a naměřenými reakčními rychlostmi menší než deset procent. Významnější rozdíly byly pozorovány pro sůl a molybden, kvůli nevhodnému umístění vzorků soli a nízké aktivitě molybdenových fólií při měření je ale obtížné z těchto odchylek vyvozovat závěry.

U výpočtů v programech *FISPACT-II* a *SCALE/ORIGEN* byla především snaha ověřit, jak dobře dokáže navržený postup modelování experimentů replikovat výsledky z programu *Serpentaz2*. Pro oba experimenty byly porovnány hodnoty vypočtených reakční rychlostí, které se s výjimkou zlata a molybdenu u všech materiálů lišily maximálně o dvě procenta. U zlatých fólií bylo pozorováno mírné nadhodnocení hodnot vznikající během korekce na samostínění, jeho důvod byl podrobně zkoumán a nakonec se ho podařilo identifikovat jako důsledek málo podrobné diskretizace neutronového spektra v blízkosti významných rezonancí. Pro analýzu samostínění byl dále v kódu *Serpent* proveden výpočet zkoumající jeho vliv pro různé materiály a při různých podmínkách ozařování. Nejvýznamnější vliv byl pozorován u silných neutronových absorbátorů jako je zlato a indium, rozdíly mezi jednotlivými vertikálními kanály dále ukázaly významnou závislost účinku samostínění na energetickém rozdělení dopadajících neutronů.

Bibliografie

1. KROESE, Dirk P.; BRERETON, Tim; TAIMRE, Thomas; BOTEV, Zdravko I. Why the Monte Carlo Method is so Important Today. *WIREs Comput. Stat.* 2014, **6**(6), 386–392. ISSN 1939-5108.
2. SELCOW, E. C.; MCKINNEY, G. W. *MCNP capabilities at the dawn of the 21st century: Neutron-gamma applications*. USA, 2000. Tech. zpr. Los Alamos National Laboratory. LA-UR-00-5017.
3. LEWIS, E E; MILLER, W F. *Computational methods of neutron transport*. John Wiley & Sons, Inc., 1993. ISBN 978-0-89448-452-0.
4. LEPPÄNEN, Jaakko. *Development of a New Monte Carlo Reactor Physics Code*. VTT Publications, 2007. ISSN 1455-0849. Dis. pr. Helsinki University of Technology.
5. LARSEN, Edward W. *Hybrid Monte Carlo-Deterministic Methods for Neutral Particle Transport Problems*. 2011. Department of Nuclear Engineering, University of Michigan.
6. LEPPÄNEN, Jaakko. Serpent - A Continuous-energy Monte Carlo Reactor Physics Burnup Calculation Code. *User's Manual*. 2011.
7. WERNER, C. J. *MCNP Users Manual - Code Version 6.2*. USA, 2017. Tech. zpr. Los Alamos National Laboratory. LA-UR-17-29981.
8. HEŘMANSKÝ, Bedřich. *Dynamika jaderných reaktorů*. Ministerstvo školství, 1987.
9. MESQUITA, Amir; REZENDE, Hugo; TAMBOURGI, Elias. Power calibration of the TRIGA Mark I Nuclear Research Reactor. *Journal of The Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*. 2007, **29**. Dostupné z DOI: 10.1590/S1678-58782007000300002.
10. MESQUITA, Amir; ANTÔNIO, Carlos. Upgrading of the IPR-R1 TRIGA Nuclear Research Reactor Instrumentation and Control. In: *20th International Congress of Mechanical Engineering*. Gramado: Centro de Desenvolvimento da Tecnologia Nuclear, 2009.
11. FLEISCHHANS, J.; HEJZLAR, R. *Učební texty a soubory otázek pro přípravu a zkoušky vybraných pracovníků výzkumných jaderných zařízení*. Praha: Státní úřad pro jadernou bezpečnost, 1994. ISBN 80-7073-005-6.
12. MESQUITA, Amir; REZENDE, Hugo; SOUZA, Prado. Thermal power calibrations of the IPR-R1 TRIGA reactor by the calorimetric and the heat balance methods. *Progress in Nuclear Energy*. 2011, **53**, 1197–1203. Dostupné z DOI: 10.1016/j.pnucene.2011.08.003.

13. ŽAGAR, Tomaž; RAVNILK, Matjaz. Analysis of TRIGA Reactor Thermal Power Calibration Method. In: *International Conference Nuclear Energy in Central Europe*. Ljubljana: Jožef Stefan Institute, 1999.
14. SHAW, J. *Reactor Operation*. Pergamon Press, 1969. Commonwealth and International Library. ISBN 9780080133256.
15. BITELLI, Ulysses; SILVA, Alexandre F. Calibration of the nuclear power channels for the cylindrical configuration of the IPEN/MB-01 reactor. In: *International nuclear atlantic conference*. São Paulo: Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, 2013.
16. BITELLI, Ulysses d'Utra; GONCALVES, Lucas Batista. The final calibration of the nuclear power channels of the IPEN/MB-01 reactor by the use of the activation foils and the Monte Carlo method. In: *International nuclear atlantic conference*. São Paulo: Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, 2009.
17. BOHUSLAV, Tomáš. *Analýza neutronových oscilací způsobených vibracemi palivového proutku*. Praha, 2019. Diplomová práce. ČVUT v Praze, Fakulta strojní, Ústav energetiky.
18. PAKARI, O.; LAMIRAND, V.; PERRET, G.; BRAUN, L.; FRAJTAG, P.; PAUTZ, A. Current Mode Neutron Noise Measurements in the Zero Power Reactor CROCUS. *EPJ Web Conf.* 2018, **170**.
19. KROPÍK, Martin; JUŘÍČKOVÁ, Monika. Požadavky na technické vybavení systému provozního měření výkonu školního reaktoru VR-1. 2017.
20. GOMEZ, A.; WALDMAN, R.; LAGGIARD, E. Measurement of power in research reactors using the neutron noise technique. *Annals of Nuclear Energy*. 1992, **19**(5), 267–285. ISSN 0306-4549. Dostupné z DOI: 10.1016/0306-4549(92)90021-3.
21. BALCÁZAR, Magaly R. Zapata; GAMARRA, Agustín Zúñiga. Thermal power calibration in the Peruvian research reactor RP-0 by neutron noise. In: *International Nuclear Atlantic Conference*. San Borja: Instituto Peruano de Energía Nuclear, 2005.
22. SADEGHI, Nahid. Estimation of reactor power using N16 production rate and its radiation risk assessment in Tehran Research Reactor (TRR). *Nuclear Engineering and Design*. 2010, **240**, 3607–3610. Dostupné z DOI: 10.1016/j.nucengdes.2010.06.029.
23. FÁBORSKÝ, Dan. *Měření výkonu školního reaktoru VR-1 na základě detekce okamžitého gama záření*. Praha, 2019. Diplomová práce. KJR FJFI ČVUT v Praze.
24. JARMAN, S.E.; BRUSHWOOD, J. M. *Determination of in-core power in the LFR 30 kW argonaut reactor by measurement of ¹⁶N and ¹⁸F in the primary coolant*. 2001. Department of Nuclear Science a Technology, United Kingdom.
25. BEELEY, P. A.; BRUSHWOOD, J. M. Determination of in-core power in low energy research reactors by measurement of ¹⁶N and ¹⁸F in the primary coolant. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*. 1997, **215**(1), 135–139. ISSN 1588-2780. Dostupné z DOI: 10.1007/BF02109889.

26. S.Y.F. CHU, L.P. Ekström; FIRESTONE, R.B. *WWW Table of Radioactive Isotopes* [online] [cit. 2021-11-12]. Dostupné z: <http://nucleardata.nuclear.lu.se/nucleardata/toi/>.
27. YAMAMOTO, Toshihiro; MIYOSHI, Yoshinori. Improvement of Neutron Source Introduction Method for Absolute Measurements of Low Reactor Power. *Journal of Nuclear Science and Technology*. 1999, **36**(11), 1069–1075. Dostupné z DOI: 10.1080/18811248.1999.9726299.
28. RATAJ, Jan; HUML, Ondřej; SKLENKA, Ľubomír. *Experimentální neutronová a reaktorová fyzika: laboratorní cvičení*. 1. vydání. KJR FJFI ČVUT v Praze, 2016. ISBN 9788001059043.
29. ŠTEFÁNIK, Milan. *Neutronová aktivačná analýza na horizontálnom radiálnom kanále školského reaktora VR-1*. Praha, 2009. Diplomová práca. KJR FJFI ČVUT v Praze.
30. LEPPÄNEN, Jaakko. *Super-imposed volume flux detector* [online] [cit. 2021-10-24]. Dostupné z: <https://ttuki.vtt.fi/serpent/viewtopic.php?f=24&t=2000>.
31. HUML, Ondřej. *Neutronově-fyzikální charakteristiky AZ C16 školního reaktoru VR-1, CTU-14117-P-01-21*. Praha: KJR FJFI ČVUT v Praze, 2021.
32. SUCHARDA, Tadeáš. *Výpočetní analýza aktivačních měření na školním reaktoru VR-1*. Praha, 2020. Výzkumný úkol. KJR FJFI ČVUT v Praze.
33. HUML, Ondřej. *Neutronově-fyzikální charakteristiky AZ C18 školního reaktoru VR-1, CTU-14117-P-04-21*. Praha: KJR FJFI ČVUT v Praze, 2021.
34. NGOC, Pham; NGUYEN, Bach. Monte Carlo Simulation of Correction Factors for Neutron Activation Foils. In: 2018. ISBN 978-1-78985-973-7. Dostupné z DOI: 10.5772/intechopen.76984.
35. MARTINHO, E.; GONÇALVES, I.F.; SALGADO, J. Universal curve of epithermal neutron resonance self-shielding factors in foils, wires and spheres. *Applied Radiation and Isotopes*. 2003, **58**(3), 371–375. ISSN 0969-8043. Dostupné z DOI: 10.1016/S0969-8043(02)00313-5.
36. ŠOLTÉS, Jaroslav. *Stanovenie tepelného výkonu reaktora VR-1 pomocou aktivačných detektorov*. Praha, 2011. Diplomová práca. KJR FJFI ČVUT v Praze.