

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra jaderných reaktorů



BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Využití spektrálních indexů při stanovení
neutronově-fyzikálních charakteristik aktivní zóny
jaderného reaktoru

Autor: František Neuman
Vedoucí: Ing. Jan Rataj, Ph.D.
Konzultant: Ing. Ondřej Huml
Akademický rok: 2023



ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Student: **František Neuman**

Studijní program: Aplikace přírodních věd

Obor: Jaderné inženýrství

Název práce česky: **Využití spektrálních indexů při stanovení neutronově fyzikálních charakteristik aktivní zóny jaderného reaktoru**

Název práce anglicky: Use of Spectral Indices in the Determination of Neutron-Physical Characteristics of a Reactor Core

Jazyk práce: čeština

Pokyny pro vypracování:

1. Nastudujte a popište ve své práci pojmy reakční rychlost, spektrální index, aktivační detektor a neutronově-fyzikální charakteristiky aktivní zóny jaderného reaktoru.
2. Na základě rešeršní činnosti popište stanovení spektrálních indexů pomocí aktivačních detektorů (použité materiály, způsoby vyhodnocení, korekce použité při vyhodnocování, stanovení nejistot měření) a možnosti jejich využití při určování neutronově fyzikálních charakteristik aktivních zón jaderných reaktorů.
3. Navrhněte, připravte a realizujte na reaktoru VR-1 jednoduché experimenty, které budou demonstrovat využití spektrálních indexů při stanovení neutronově fyzikálních charakteristik aktivní zóny.
4. Získané výsledky přehledně zpracujte, včetně odhadu nejistot a srovnajte je s výsledky získanými na základě výpočtů v programu SERPENT.

Doporučená literatura:

- [1] Rataj J., Huml O., Sklenka L.: Experimentální neutronová a reaktorová fyzika: laboratorní cvičení, České vysoké učení technické v Praze, 2016, ISBN 978-80-01-05904-3
- [2] Profio A. E.: Experimental Reactor Physics, John Wiley and Sons, 1975, ISBN 978-0471700951
- [3] Stacey W. M.: Nuclear reactor physics. 2nd ed., completely rev. and enlarged. Weinheim: Wiley-VCH, 2007, ISBN 978-3-527-40679-1
- [4] Petr J.: Experimentální fyzika reaktorů. 1. vyd. Praha: České vysoké učení technické v Praze. 1982, č. publikace 4479
- [5] Daavettila, D A, Gilbert, W F, Lawyer, L L, Ruzich, K C, Spalek, J, and Sturm, W J. A Manual of Reactor Laboratory Experiments. United States: N. p., 1965. Web. doi:10.2172/4577001

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

Jméno a pracoviště konzultanta práce: **Ing. Ondřej Huml, Ph.D.**
KJR FJFI ČVUT v Praze

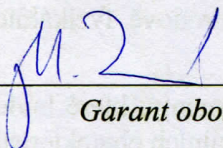
Datum zadání bakalářské práce: 14.10. 2022

Datum odevzdání bakalářské práce: 2.8. 2023

Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.

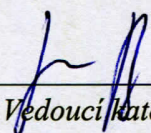
V Praze dne 14.10. 2022

doc. Ing. Martin Kropík, CSc.



Garant oboru

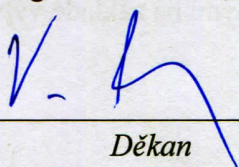
Ing. Jan Rataj, Ph.D.



Vedoucí katedry



doc. Ing. Václav Čuba, Ph.D.



Děkan

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svoji bakalářskou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady uvedené v přiloženém seznamu literatury.

V Praze 2.8.2023

František Neuman

Poděkování

Tímto bych rád poděkoval doc. Ing. Milanu Štefánikovi, Ph.D., Ing. Pavlu Sukovi a Marku Šedlbauerovi z Katedry jaderných reaktorů FJFI ČVUT v Praze za poskytnutí dat potřebných k experimentální činnosti, za pomoc při přípravě vzorků a cenné rady. Rád bych poděkoval i všem svým blízkým, kteří mě při vypracování této bakalářské práce podporovali.

František Neuman

Název práce: Využití spektrálních indexů při stanovení neutronově-fyzikálních charakteristik aktivní zóny jaderného reaktoru

Autor: František Neuman

Obor: Jaderné inženýrství

Druh práce: Bakalářská práce

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

Konzultant: Ing. Ondřej Huml, KJR FJFI ČVUT v Praze

Abstrakt: Bakalářská práce se zabývá studiem vybraných neutronově-fyzikálních charakteristik stacionárního jaderného reaktoru, jako je hustota výkonu, hustota neutronů, hustota toku neutronů, reakční rychlost, spektrum neutronů a jejich prostorová rozložení v aktivní zóně. Teoretická část práce dává vhled do problematiky zavedení spektrálních indexů a jejich možného použití pro stanovení zvolených neutronově-fyzikálních charakteristik reaktoru. V rámci praktické části práce je prezentován způsob určení spektrálních indexů v aktivní zóně výzkumného reaktoru VR-1 metodou neutronové aktivace. Cílem experimentu je popis experimentálního vybavení, postupu měření a vyhodnocování experimentálních dat s důrazem na metodologii použitou při měření. V závěru práce jsou výsledky experimentu diskutovány a porovnávány s daty obdrženyými stochastickým výpočetním kódem Serpent.

Klíčová slova: spektrální index, reakční rychlost, neutronově-fyzikální charakteristiky, neutronová aktivace, aktivační detektor, jaderná gama spektrometrie, výzkumný reaktor VR-1

***Title:* Use of Spectral Indices in the Determination of Neutron-Physical Characteristics of a Reactor Core**

Author: František Neuman

Abstract: The bachelor thesis is concerned with the study of selected neutron-physical characteristics of a stationary nuclear reactor, such as power density, neutron density, neutron flux density, reaction rate, neutron spectrum, and their respective spatial distribution in a reactor core. The theoretical part gives an insight into spectral indices definition and their possible use for the determination of the selected neutron-physical characteristics of a reactor. Within the scope of the practical part, the determination of spectral indices in the reactor core of the research reactor VR-1 by neutron activation method is presented. The goal of the experiment is to describe experimental equipment, measurement process, and evaluation of the experimental data with an emphasis on the methodology used. At the end of the thesis, these experimental results are discussed and compared with data obtained by the stochastic calculation code Serpent.

Keywords: spectral index, reaction rate, neutron-physical characteristics, neutron activation, activation detector, gamma spectrometry, research reactor VR-1

Obsah

Úvod	13
1 Teoretická část	15
1.1 Neutronově-fyzikální charakteristiky aktivní zóny	15
1.1.1 Hustota výkonu	16
1.1.2 Hustota neutronů	16
1.1.3 Hustota toku neutronů	17
1.1.4 Reakční rychlost	17
1.1.5 Spektrální index	18
1.1.6 Koeficient násobení	25
1.2 Stanovování spektrálních indexů neutronovou aktivací	26
1.2.1 Princip neutronové aktivace	27
1.2.2 Aktivační detektor	28
1.2.3 Jaderná Gama spektrometrie	28
1.2.4 Výpočet reakční rychlosti	29
1.3 Využití spektrálních indexů	34
1.3.1 Zkoumání spektra jaderného reaktoru	34
1.3.2 Stanovení součinitelů koeficientu násobení	34
1.3.3 Stanovení množení paliva	36
2 Experimentální část	38
2.1 Experimentální vybavení	39
2.1.1 Výzkumný reaktor VR-1	39

2.1.2	Gama spektrometrický systém Canberra	41
2.2	Postup měření	42
2.2.1	Příprava aktivačních detektorů	42
2.2.2	Ozařování aktivačních detektorů	43
2.2.3	Vyhodnocování aktivačních detektorů	44
2.2.4	Výpočet reakčních rychlostí $R_{(n,\gamma)}$, R_f	45
2.3	Výsledky měření	49
2.4	Diskuze výsledků	51
2.4.1	Statistické chyby výsledků	51
2.4.2	Systematické chyby výsledků	54
2.4.3	Odhad charakteru spektra VR-1 pomocí spektrální indexů	55
3	Závěr	56

Seznam tabulek

1	Koeficienty polynomu absolutní fotopíkové efektivity pro různé pozice aktivačních fólií v detektoru s přesností na desetitisíciny. Chyby koeficientů nebyly uvažovány. Zdroj dat: literatura [26]	42
2	Použité charakteristiky sledovaných produktů neutronové aktivace jader ^{238}U . Zdroj dat: ENSDF online databáze [38], ENDF/B-VIII.0 [3].	49
3	Charakteristiky použitých aktivačních detektorů ve formě uranových fólií a specifikace jejich umístění na pozice aktivní zóny VR-1.	50
4	Stanovené hodnoty reakčních rychlostí pro radiační záchyt na ^{238}U a štěpení ^{238}U ($[R]$ neutrony z celého spektra, $[R]_{epi}$ epikadmiovými neutrony) vztahených na jedno jádro ^{238}U v dvou pozicích aktivní zóny (AZ) reaktoru VR-1. Aktivační fólie z přírodního uranu (F10-F13) ozařovány holé či v kadmiovém pokrytí (Cd). Výsledky analýz spekter krátkodobých (M1-M3), střednědobých (M4-M6) a dlouhodobých produktů (M7).	51
5	Spektrální indexy stanovené experimentálně metodou neutronové aktivace a vypočtené stochastickým kódem Serpent. Rozdělení dat na základě pozic v aktivní zóně VR-1.	52
6	Kadmiový poměr a index ρ^{28} stanovené experimentálně (E) a kódem Serpent (S) pro různé pozice v aktivní zóně reaktoru VR-1.	53

Seznam obrázků

1	Závislost účinného průřezu pro radiační záchyt na ^{113}Cd s detailem na kadmiovou hranu. Zdroj dat: ENDF/B-VII.1 [11]	19
2	Závislost účinného průřezu pro štěpení ^{238}U a ^{235}U na energii neutronu Zdroj dat: ENDF/B-VII.1 [11].	21
3	Závislost účinného průřezu pro radiační záchyt na ^{238}U a ^{235}U na energii neutronu. Zdroj dat: ENDF/B-VII.1 [11]	22
4	Aktivní zóna reaktoru VR-1 v konfiguraci C20.	39
5	Schéma podélného řezu nádoby reaktoru s aktivní zónou a příslušenstvím [26]	40
6	Schéma uspořádání HPGe detektoru Canberra (D1) ve stínícím kontejneru [23].	41
7	Průběh výkonu reaktoru VR-1 v čase. Čas dosažení výkonu $5\text{E}7$ imp/s určuje nulu na časové ose.	44
8	Hodnoty nezávislého výtěžku ze štěpení ^{238}U rychlými neutrony ve vztahu k hmotnostnímu číslu produktu štěpení β	47

Seznam použitých symbolů a zkratek

r_{Cd}

kadmiový poměr

Úvod

Možnost bezpečného řízení kteréhokoli zařízení, ať už se jedná o reaktor či nikoli, je v základu podmíněno znalostí jeho patřičných vlastností. Velmi důležitými vlastnostmi jaderného reaktoru jsou především charakteristiky jeho aktivní zóny a pokud se do úvahy vezme nezbytná přítomnost neutronů, pak se jedná právě o neutronově fyzikální charakteristiky. Ty jsou důležité pro provoz reaktoru jak z hlediska bezpečnostního, tak i ekonomického. Mohou ale také, to platí především pro výzkumné reaktory, určovat možnosti využití samotného zařízení. Z uvedeného důvodu je stanovení neutronově fyzikálních charakteristik nutností pro každý jaderný reaktor.

Ačkoli je v dnešní době metodika stanovování dotyčných vlastností založena výhradně na výpočetních kódech, provádění experimentů se stejným účelem neupadá. Experimentálně zjištěná data nejčastěji slouží k validaci výsledků výpočetních kódů. To může být provedeno vícero způsoby. Jedním konkrétním je pak stanovování spektrálních indexů v aktivní zóně.

Tato bakalářská práce se zabývá studiem problematiky spektrálních indexů. Teoretická část práce objasňuje některé veličiny a terminologii důležité z hlediska neutronově-fyzikálních charakteristik aktivní zóny. Podrobnější popis je věnován spektrálním indexům, možnému experimentálnímu způsobu jejich stanovení a využití pro neutronově-fyzikální charakteristiky aktivních zón jaderných reaktorů. V pozdější experimentální části je pak předkládán jednoduchý experiment zaměřený na určování spektrálních indexů jakožto poměrů reakčních rychlostí v aktivní zóně výzkumného reaktoru VR-1, který je provozován na Katedře jaderných reaktorů Fakulty jaderné a fyzikálně inženýrské ČVUT v Praze metodou neutronové aktivace uranových fólií s následnou jadernou gama spektrometrií. Důraz je kladen na objasnění metodiky experimentální činnosti a interpretaci obdržенých dat.

Z pohledu provozu reaktoru lze sledovat různé neutronově-fyzikálních charakteristiky aktivní zóny. Zaměřením této práce jsou ale pouze charakteristiky vztahující se k stacionárnímu, tj. časově neproměnnému stavu reaktoru. Charakteristikami reaktoru při přechodových procesech, kam patří např. reaktivita a koeficienty reaktivity, se bakalářské práci nijak nezabývá.

1 Teoretická část

1.1 Neutronově-fyzikální charakteristiky aktivní zóny

Klíčovou komponentou každého jaderného reaktoru tzv. aktivní zóna (AZ). Jedná se o oblast, kde dochází k značnému vývinu tepelné energie ze štěpení jaderného paliva, dějiště štěpné řetězové reakce. Z hlediska jak bezpečnosti provozu reaktoru, tak i ekonomiky palivové vsázky, je důležité sledovat rozložení této generované tepelné energie, potažmo generovaného tepelného výkonu. Vyjadřovat tepelný výkon a veličiny, které se k němu bezprostředně vztahují, je možné v základním tvaru v příslušných jednotkách nebo vztahované k určitému objemu, tedy v podobách hustot.

Studované veličiny často závisí, a v této práci to bude vyznačeno, na prostorových souřadnicích \vec{r} , energii částic E , které v popisu vystupují, prostorovém úhlu Ω nebo jejich libovolné kombinaci. Ačkoli jsou veličiny vztahující se k jaderným interakcím často snadno definovatelné pro různé typy částic, zde budou předmětem zájmu interakce neutronů. Veličiny proto budou definovány s ohledem na tuto skutečnost. Nejčastěji zkoumanými interakcemi jsou pružný (n,n) a nepružný (n,n') rozptyl - dohromady rozptylové reakce, dále radiační záchyt (n, γ) a štěpení (n,f) - souhrnně absorpce neutronů. To, že je zmiňována interakce daného typu bude u veličin značeno dolními indexy. Konkrétně se vyskytnou γ - radiační záchyt, f - štěpení, a - absorpce neutronu.

1.1.1 Hustota výkonu

Tepelný výkon reaktoru \dot{Q} [W], tedy jaké množství tepla je reaktor schopen vyprodukovat, je logicky základní charakteristikou. Jeho lokální podoba v objemu 1 cm^3 je označována jako hustota výkonu $\dot{q}(\vec{r})$ [$\text{W}\cdot\text{cm}^{-3}$]. Termín se však vztahuje k rozsáhlejší oblasti než je jen fyzika neutronů, a to např. termodynamice a elektromagnetismu. Neutrony zde hrají nezastupitelnou roli. Výkon generovaný v AZ pochází původem ze štěpné řetězové reakce. Energie štěpné reakce je do systému dodávána z největší části, kolem 80%, jako kinetická energie štěpných trosků, které vznikly z těžkých jader jaderných paliv. Protože je maximální doběh odštěpků v štěpných materiálech velmi malý (řádově 10^{-5} m), dochází k přeměně na tepelnou energii prakticky v místě reakce [10]. Hustota výkonu je pak jednoznačně spojena s objemovou četností štěpení v AZ a jak je patrné dále i s dalšími neutronově-fyzikálními charakteristikami.

1.1.2 Hustota neutronů

K úspěšnému uskutečnění štěpení je zapotřebí přítomnost terčových štěpných jader a ostřelujících neutronů. Po řadě se výskyt obou označuje veličinami atomovou (jadernou) hustotou $N(\vec{r})$ [cm^{-3}] a neutronovou hustotou $n(\vec{r})$ [cm^{-3}]. Obě hustoty částic se přirozeně definují jako počet elementárních celků (zde jader resp. neutronů) v jednotce objemu, běžně 1 cm^3 .

Míra pravděpodobnosti interakce neutronu s energií E [eV]¹ na jednom jádře v kolmé ploše 1 cm^2 se reprezentuje mikroskopickým účinným průřezem $\sigma(\vec{r}, E)$ [b]². V kombinaci s atomovou hustotou terče lze zavádět také makroskopický účinný průřez $\Sigma(\vec{r}, E)$ [cm^{-1}]. Ten vyjadřuje míru pravděpodobnosti interakce na jednom jádře ze všech možných v krychli o straně 1 cm , přičemž neutron s energií E nalétává kolmo na jednu z jejích stěn [22]. Mezi popsány platí vztah $\Sigma = N\sigma$. Pro účely popisu různých typů interakcí se definují jim příslušné účinné průřezy.

¹ $1 \text{ eV} \approx 1,602 \times 10^{-19} \text{ J}$

² $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$

1.1.3 Hustota toku neutronů

Vhodnou reprezentací jak přítomnosti neutronů, tak jejich energie je veličina známá jako hustota neutronového toku $\phi(\vec{r}, E)$ [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]. Vyjádřit ϕ je možno jako

$$\phi = nv, \quad (1)$$

kde $v(E)$ [$\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$] je rychlost nalétávajících neutronů. Je-li známá střední hodnota energie získaná jedním štěpením $\bar{E}_f(E)$ [eV], pak s využitím zavedených veličin středovaných přes energetické spektrum lze lokální výkon tepla $d\dot{q}$ v kontrolním objemu dV v aktivní zóně zapsat jako [10]

$$d\dot{q} = \bar{E}_f N \bar{\sigma}_f n \bar{v} dV = E_f \bar{\Sigma}_f \bar{\phi} dV = \bar{E}_f \bar{R}_f dV \quad (2)$$

Z toho je tedy patrné, že významnou charakteristikou AZ je již uvedená hustota neutronů n , potažmo hustota neutronového toku ϕ a jejich prostorová rozložení. Veličina $R_f = \Sigma_f \phi$ se nazývá reakční rychlost pro štěpení a také znalost její hodnoty a distribuce v AZ může být důležitým aspektem posuzování jaderných reaktorů. Důkladněji se reakčním rychlostem věnuje následující sekce 1.1.4.

Řada zmíněných veličin nějak závisí na energetickém spektru neutronů. Pásmo energií neutronů vyskytujících se v jaderných reaktorech je velmi široké. Kinetické energie štěpných neutronů mohou nabývat jak nízkých hodnot, srovnatelných s energiemi tepelného pohybu atomů (řádově 0,01 eV), tak i hodnot přesahujících 10 MeV [10]. Nejzákladnější a zde naprosto postačující konstrukcí bývá rozdělení do 2 energetických grup, a to tepelné ($E_{th} < 0,1$ eV) a epitermální ($E > 0,1$ eV). Jemnějším dělením je dále rozčlenění epitermálních neutronů na rychlé a rezonanční (někdy stále epitermální). Prozatím lze předběžně zmínit ještě členění spektra podle míry absorpce neutronů na kadmium Cd. Podle toho jsou rozeznávány skupiny subkadmiových a epikadmiových neutronů. V důsledku zmiňovaných členění je možné ke komentovaným veličinám navíc definovat jejich restriktce na specifickou část spektra. Příkladem může být hustota toku tepelných a epitermálních neutronů $[\phi]_{th}$, $[\phi]_{epth}$ apod.

1.1.4 Reakční rychlost

Z přechodího textu plyne, že další logickou neutronově-fyzikální charakteristikou je reakční rychlost $R(\vec{r}, E)$ [$\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$], která vyjadřuje počet neutronových interakcí daného typu a rozsahu energií s jádru terčového materiálu v jednotce objemu 1 cm^3 za dobu 1 s. Matematicky je možné zadat reakční rychlost pro monoenergetické ne-

utrony s energií E součinem

$$R(\vec{r}, E) = \Sigma(\vec{r}, E)\phi(\vec{r}, E) \quad (3)$$

a pro polenergetické neutrony s energiemi $E \in (E_1, E_2)$ integrací přes danou část spektra

$$R(\vec{r}) = \int_{E_1}^{E_2} \Sigma(\vec{r}, E)\phi(\vec{r}, E)dE, \quad (4)$$

Pro některé praktické účely lze snadno použít také alternativu, a sice vyjádření reakční rychlosti vztažené na jedno terčové jádro $R_1(\vec{r}, E)$, $[s^{-1}]$. Zavedenými vztahy pro R_1 jsou potom

$$R(\vec{r}, E) = \sigma(\vec{r}, E)\phi(\vec{r}, E), \quad (5)$$

$$R(\vec{r}) = \int_{E_1}^{E_2} \sigma(\vec{r}, E)\phi(\vec{r}, E)dE. \quad (6)$$

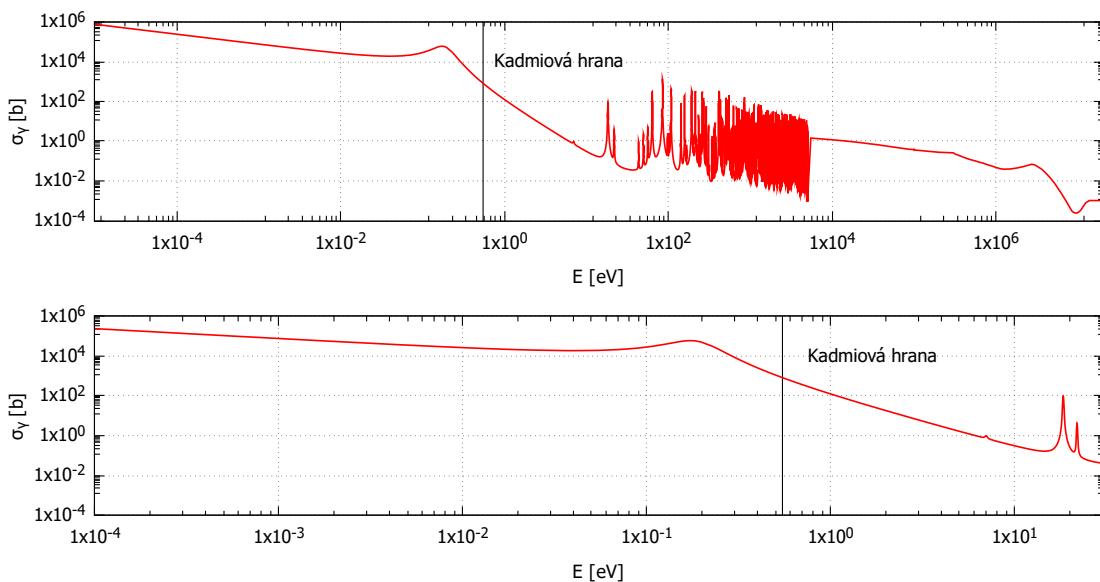
Pozorování distribuce reakčních rychlostí už přináší značnou míru informace o neutronově-fyzikálních procesech aktivní zóny a řada vědeckých prací se takové tematice věnuje. V jaderném reaktoru se ale obecně vyskytuje spousta zmíněných druhů interakcí neutronů z celého energetického spektra interagujících s nejrůznějšími materiály. Je tedy vhodné zkoumat i relativní vztahy mezi jednotlivými reakcemi. Veličiny, které toto umožňují, se označují jako spektrální indexy.

1.1.5 Spektrální index

Spektrální index (SI) je v reaktorové fyzice označení pro bezrozměrnou veličinu vyjadřující poměr vybraných reakčních rychlostí. Na základě použitých reakčních rychlostí je příhodné uvažovat jistou kategorizaci spektrálních indexů, a to podle energie neutronů a typu jejich interakce [6]. V rámci spektrálních indexů se běžně uvažují pouze absorpční reakce, pro převážný počet materiálů pouze radiační záchyt (n, γ) . Při použití terčových materiálů schopných štěpení lze navíc poměřovat i typy interakcí (n, γ) a (n, f) . Jako vyčleňující faktor do druhé kategorie tak vstupuje i odlišnost terčových materiálů.

V této sekci je dále pro přehlednost použito značení omezení veličin na danou část energetického spektra hranatými závorkami s indexem, veličiny uvažující neutrony z celého spektra jsou v hranatých závorkách bez indexace. Např. reakční rychlost epitermálních neutronů $[R]_{epth}$, reakční rychlost epikadmiových neutronů $[R]_{epi}$, celková reakční rychlost $[R]$ apod.

První kategorií spektrálních indexů jsou poměry reakčních rychlostí plynoucích z interakcí neutronů různých energií. V neutronové a reaktorové fyzice se praktické separace jednotlivých částí spektra dosahuje pomocí tzv. neutronových filtrů. Jedná se o materiály nejčastěji ve formě krycích fólií, jejichž účinné průřezy pro absorpci $\sigma_a(E)$ se v závislosti na energii E mění vhodným způsobem. Efektivně to znamená, že tyto materiály jsou schopny z neutronového svazku vychytat části spektra, ve které nabývají vysoké hodnoty účinného průřezu a ponechat neutrony ze spektra s nižším účinným průřezem. Pro tyto účely běžně používanými filtry jsou např. ^{113}Cd a ^{115}In . Kadmium disponuje vysokým σ_γ pro tepelné neutrony s energiemi pod tzv. kadmiovou hranou ($\sim 0,55$ eV). Účinný průřez za kadmiovou hranou následně prudce klesá a neutrony (označovány jako epikadmiové) z této části spektra s Cd oproti tepelným (označovány jako subkadmiové) prakticky neinteragují. Celá situace je znázorněna na Obr. 1.



Obr. 1: Závislost účinného průřezu pro radiální záchyt na ^{113}Cd s detailem na kadmiovou hranu.

Zdroj dat: ENDF/B-VII.1 [11]

Protože hodnota kadmiové hrany je přibližně $0,55$ eV, je použití kadmiového filtru efektivní způsob, jak zajistit separaci tepelných a epitermálních neutronů. Indium ^{115}In se jako filtr neutronů využívá, neboť v se v jeho excitační křivce $\sigma_\gamma(E)$ vyskytuje silná osamocená rezonance na energii $1,46$ eV. Vhodnou aplikací indiového filtru tak lze vyseparovat $\frac{1}{10}$ této energií blízkých rezonanci. Grafická závislost popsaného je dohledatelná např. v literatuře [23].

Spektrální indexy, založené na rozlišení subkadmiových a epikadmiových neutronů podle literatury [5, 12, 13, 23, 33–35] běžně měřené v jaderných reaktorech s nízkým obohacením [20] jsou uvedeny v následujícím textu.

Kadmiový poměr r_{Cd} je v neutronové fyzice zřejmě nejvíce využívaný spektrální index. Vyjadřuje poměr reakčních rychlostí indukované 1_0n z celého spektra ku reakční rychlosti od epikadmiových neutronů. Platí tedy

$$r_{Cd} = \frac{[R]}{[R]_{epi}} = \frac{\text{celková reakční rychlost}}{\text{epikadmiová reakční rychlost}} \quad (7)$$

$$= \frac{[R]_{th} + [R]_{epth}}{\frac{1}{F_{Cd}} [R]_{epth}} = \frac{\text{celková reakční rychlost}}{\text{korigovaná epitermální reakční rychlost}} \quad (8)$$

přičemž reakční rychlosti mohou být obě buď pro radiační záchyt R_γ nebo obě pro štěpení R_f . Druhá rovnost naznačuje, že r_{Cd} může být zaveden i pomocí tepelné a epitermální reakční rychlosti. Součinitel F_{Cd} se nazývá kadmiový korekční faktor a zohledňuje, že hranice subkadmiové/epikadmiové části spektra daná kadmiovou hranou ($\sim 0,55\text{eV}$) s hranicí termální/epitermální části (0,1 eV) nejsou shodné. Jinými slovy kompenzuje fakt, že filtr Cd do jisté míry absorbuje i epitermální neutrony [23]. Zmíněná korekce nemá žádnou absolutně definovanou hodnotu, ale závisí na spektru neutronového pole, rozložení hustoty toku neutronů, charakteristikách kadmiového filtru (tloušťce, geometrii, materiálových příměsích a jejich účinných průřezích apod.), charakteristikách detektoru užitého ke stanovení reakčních rychlostí (geometrie, typ detektoru apod.) [20]. Svůj název kadmiový poměr získal díky způsobu svého určování, a sice měření reakčních rychlostí holým detektorem a detektorem pokrytým filtrem z Cd. Jedna z metod stanovení spektrálních indexů je metoda neutronové aktivace, která bude blíže popsána v experimentální části. Metoda spočívá v analýze energetického spektra produktů v tzv. aktivačních detektorech, což jsou většinou tenké fólie nebo dráty. Pro stanovení r_{Cd} lze využít širokou škálu terčovských materiálů schopných radiačního záchytu. Mezi ně patří např. Al, Mn, Fe, Cu, Au, W, U a další [27].

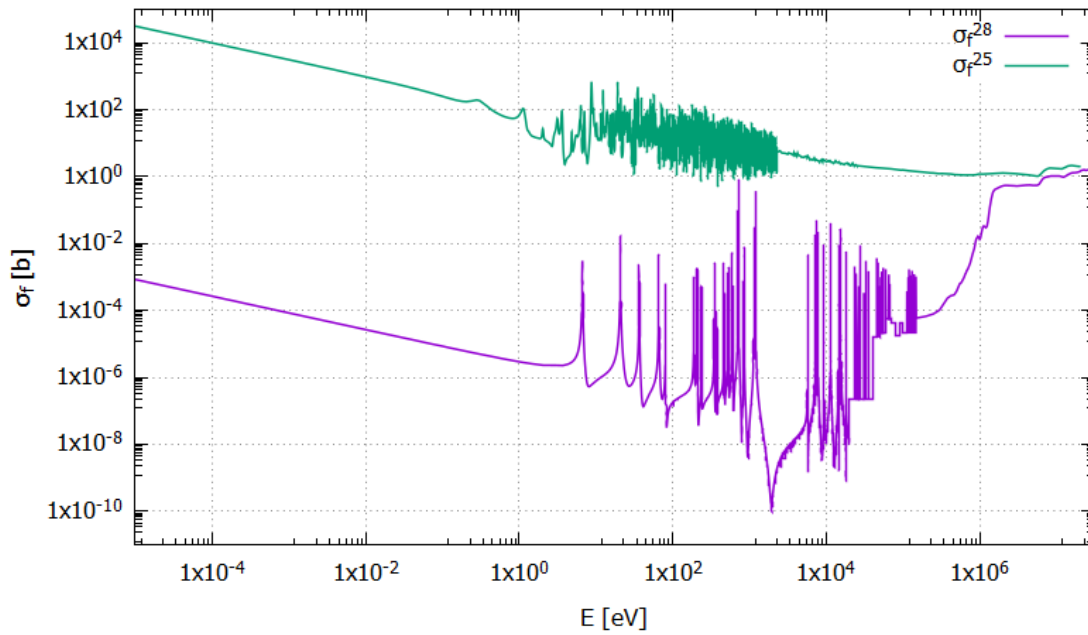
Další spektrální indexy jsou vyhrazeny výlučně terčům izotopů uranu ^{238}U a ^{235}U , na světě nejčastěji používaným materiálům k výrobě paliv jaderných reaktorů. Pro snazší indexaci izotopů bude použita historicky zavedená konvence vycházející ze armádní značení. Zkratka je utvořená pouze z poslední cifry protonového a nukleonového čísla izotopu. Pro $^{238}_{92}\text{U}$ a $^{235}_{92}\text{U}$ jsou to pak indexy 28 a 25. Protože pro stanovení spektrálních indexů zmíněné první kategorie se k separaci částí spektra využívá Cd filtr, lze je na základě kadmiového poměru vyjádřit jako [6]

$$SI_1 = \frac{[R]_{epi}}{[R]_{sub}} = \frac{[R]_{epi}}{[R] - [R]_{epi}} = \frac{1}{r_{Cd} - 1} = \frac{\text{epikadmiová reakční rychlost}}{\text{subkadmiová reakční rychlost}}. \quad (9)$$

Spektrální index pro štěpení ^{235}U epitermálními neutrony

$$\delta^{25} = \frac{[R_f^{25}]_{epi}}{[R_f^{25}]_{sub}} = \frac{\text{epikadmiová reakční rychlost pro štěpení } ^{235}\text{U}}{\text{subkadmiová reakční rychlost pro štěpení } ^{235}\text{U}}. \quad (10)$$

Jedná se o index hodnotící vlastnosti spektra neutronů na štěpení ^{235}U , který se v experimentální reaktorové fyzice těší poměrně velkému zájmu. Účinný průřez $\sigma_f(E)$ pro štěpení ^{235}U obecně klesá v závislosti na energii neutronů. V tepelných reaktorech proto dochází k cílené moderaci (zpomalování) neutronů pro maximalizaci pravděpodobnosti štěpení. Index δ^{25} pak může být dokladem o míře termalizace spektra na úrovni paliva ^{235}U . Graficky závislost účinného průřezu pro štěpení na energii neutronu podává Obr. 2.



Obr. 2: Závislost účinného průřezu pro štěpení ^{238}U a ^{235}U na energii neutronu

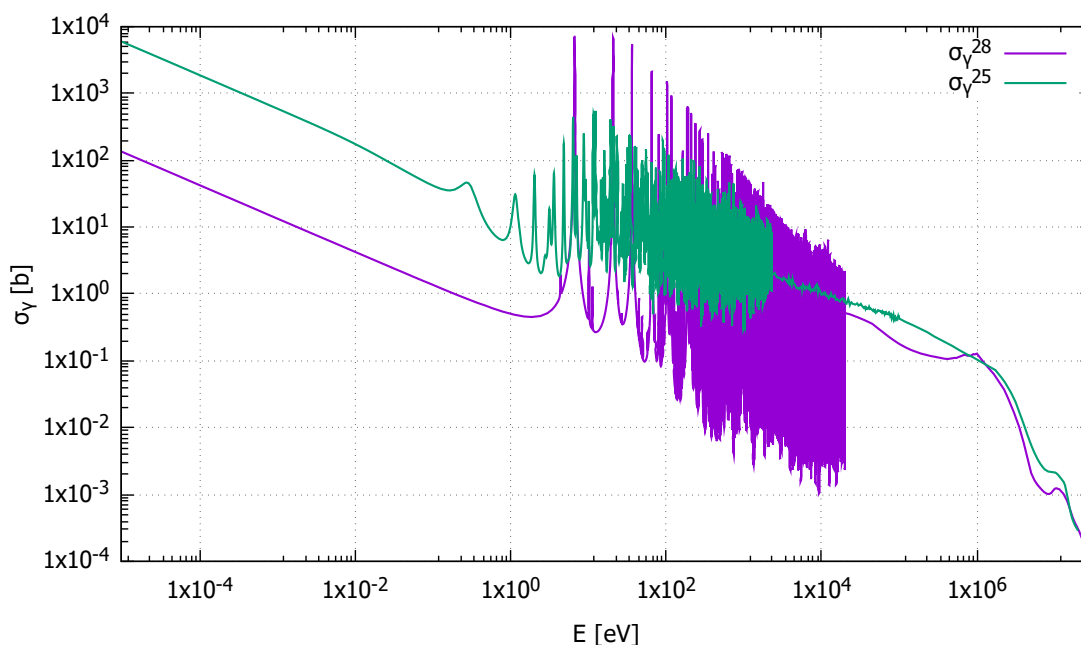
Zdroj dat: ENDF/B-VII.1 [11].

Pro potřeby stanovení δ^{25} se může využít neutronové aktivační analýzy s aktivačními detektory formy fólií či drátů z uranu s vysokým obohacením ^{235}U [20]. Vysoké obohacení je vhodné pro omezení rušivých efektů od ^{238}U .

Spektrální index pro radiační záchyt epitermálních neutronů na ^{238}U

$$\rho^{28} = \frac{[R_c^{28}]_{epi}}{[R_c^{28}]_{sub}} = \frac{\text{epikadmiová reakční rychlost pro radiační záchyt na } ^{238}\text{U}}{\text{subkadmiová reakční rychlost pro radiační záchyt na } ^{238}\text{U}}, \quad (11)$$

Jde se opět o často zkoumaný poměr reakčních rychlostí. V reaktorech s uranovým palivem dochází ke ztrátám neutronů ze štěpení absorpcí (n,γ) reakcí epitermálních neutronů především, ale ne pouze, na rezonancích ^{238}U . Změny účinného průřezu pro radiační záchyt $\sigma_\gamma(E)$ s energií na jádrech ^{238}U a ^{235}U zobrazuje Obr. 3.



Obr. 3: Závislost účinného průřezu pro radiační záchyt na ^{238}U a ^{235}U na energii neutronu.

Zdroj dat: ENDF/B-VII.1 [11]

Pravděpodobnost, že scénář radiačního zachycení pro neutrony nenastane, značí faktor nazývaný výstižně pravděpodobnost úniku rezonančnímu záchytu p . V sekci 1.3 bude naznačeno, jak lze spektrální index ρ^{28} k určení p použít.

Druhá kategorie spektrálních indexů je založena na porovnávání reakčních rychlostí u různých interakcí (zde jen absorpční reakce) či různých terčových materiálů (zde uvažované pouze štěpitelný ^{238}U a štěpný ^{235}U).

Spektrální index pro štěpení ^{238}U

$$\delta^{28} = \frac{[R_f^{28}]}{[R_f^{25}]} = \frac{\text{reakční rychlost pro štěpení } ^{238}\text{U}}{\text{reakční rychlost pro štěpení } ^{235}\text{U}}. \quad (12)$$

Ze závislosti účinných průřezů pro štěpení na Obr. 2 je také znát, že od určité prahové energie již nezanedbatelně narůstá $\sigma_f(E)$ také pro ^{238}U . Má tedy smysl zkoumat, jak štěpení ^{238}U rychlými neutrony přispívá do neutronové bilance aktivní zóny. V teorii tepelných jaderných reaktorů se tato informace propisuje do faktoru nazývaného koeficient násobení rychlými neutrony ϵ (viz dále sekci 1.1.6). K experimentálnímu určení ϵ může posloužit právě spektrální index pro štěpení na ^{238}U - δ^{28} . Možná relace těchto faktorů je uvedena v pozdější sekci 1.3. V moderní literatuře se lze setkat s tímto indexem pod značením $F8/F5$

Palivo uranových energetických či výzkumných reaktorů je tvořeno homogenní směsí ^{238}U a ^{235}U v různých formách. Může se jednat např. o pelety, trubky či desky nejčastěji z keramického UO_2 . Pro taková paliva lze předpokládat, že hustota toku neutronů ϕ je při interakcích na jádrech izotopů uranu stejná. Stejná úvaha se dá aplikovat i na uranové fólie, používané pro měření spektrálních indexů metodou aktivační analýzy. V poměru reakčních rychlostí se tudíž hustoty toků neutronů vhodnou úpravou mohou vyrušit. S následujícími spektrálními indexy α^{25} a α^{28} se tedy lze setkat také v degenerované formě jako poměry středních hodnot účinných průřezů.

Poměr radiačního zachytu ku štěpení ^{235}U

$$\alpha^{25} = \frac{[R_c^{25}]}{[R_f^{25}]} = \frac{\text{reakční rychlost pro radiační zachyt na } ^{235}\text{U}}{\text{reakční rychlost pro štěpení } ^{235}\text{U}}, \quad (13)$$

s degenerovanou formou

$$\alpha^{25} = \frac{[\bar{\Sigma}_c^{25}]}{[\bar{\Sigma}_f^{25}]} = \frac{\text{Makroskopický účinný průřez pro radiační zachyt na } ^{235}\text{U}}{\text{Makroskopický účinný průřez pro štěpení } ^{235}\text{U}}. \quad (14)$$

Poměr radiačního zachytu ku štěpení ^{238}U

$$\alpha^{28} = \frac{[R_c^{28}]}{[R_f^{28}]} = \frac{\text{reakční rychlost pro radiační zachyt na } ^{238}\text{U}}{\text{reakční rychlost pro štěpení } ^{238}\text{U}}, \quad (15)$$

s degenerovanou formou

$$\alpha^{28} = \frac{\left[\overline{\Sigma}_c^{28} \right]}{\left[\overline{\Sigma}_f^{28} \right]} = \frac{\text{Makroskopický účinný průřez pro radiační záchyt na } ^{238}\text{U}}{\text{Makroskopický účinný průřez pro štěpení } ^{238}\text{U}}. \quad (16)$$

Pro experimentální účely lze využít také zobecněného faktoru označovaného α , který běžně mezi klasické spektrální indexy řazený není. Je definovaný jako poměr účinných průřezů pro (n, γ) reakci ku (n,f) reakci ve směsi izotopů.

$$\alpha = \frac{\left[\overline{\Sigma}_c^{\text{směs}} \right]}{\left[\overline{\Sigma}_f^{\text{směs}} \right]} = \frac{\text{Makroskopický účinný průřez pro radiační záchyt na palivové směsi}}{\text{Makroskopický účinný průřez pro štěpení palivové směsi}}. \quad (17)$$

Koeficient α je ale pak charakteristikou samotné palivové směsi a lze jej např. využít k určení regeneračního faktoru η ovlivňujícího koeficient násobení (viz sekci 1.1.6. Experimentální určování α však může být provedeno měřením reakčních rychlostí pro radiační záchyt a štěpení [20]. Pro úplnost je proto zmiňovaná relace, která je k nalezení v sekci o využití spektrálních indexů 1.3.

Definované spektrální indexy typu α lze také omezit jen na část spektra, pak je tedy možné zavádět např. poměr radiačního záchyty ku štěpení ^{238}U epitermálními neutrony α_{epi}^{28} , apod.

Určitým typem spektrálního indexu je také konverzní poměr. Lze jej definovat jako průměrný počet štěpných jader vyprodukovaných na jedno spotřebované štěpné jádro.

Konverzní poměr C

$$C = \frac{[R_c^{28}]}{[R_a^{25}]} = \frac{\text{reakční rychlost pro radiační záchyt na } ^{238}\text{U}}{\text{reakční rychlost pro absorpci na } ^{235}\text{U}}. \quad (18)$$

Konkrétně u uranových paliv dochází v důsledku ozařování ^{238}U k postupné produkci štěpného izotopu plutonia ^{239}Pu a dalším radiačním záchytem i štěpného ^{241}Pu . V reaktorech tak dochází ke štěpení i na ^{239}Pu resp. ^{241}Pu a podíl těchto štěpení může ke konci kampaně určitých reaktorů narůstat na významu [24]. Podle velikosti konverzního poměru C lze kategorizovat jaderné reaktory jako:

- $C < 1$, reaktory typu konvertor (angl. convertor)
- $C > 1$, množivé reaktory (angl. breeder)

- $C = 0$, reaktory pouze spalující palivo (angl. burner).

Protože souhrnná reakční rychlost pro absorpci (štěpení a radiační záchyt dohromady) může být měřitelná složitě, k zjednodušení dosažení experimentálních dat lze využít i zjednodušenou verzi konverzního poměru [20].

Modifikovaný konverzní poměr C^*

$$C^* = \frac{[R_c^{28}]}{[R_f^{25}]} = \frac{\text{reakční rychlost pro radiační záchyt na } ^{238}\text{U}}{\text{reakční rychlost pro štěpení na } ^{235}\text{U}}. \quad (19)$$

Pro zmíněné faktory C a C^* dané rovnicemi 1.1.5 a 1.1.5 platí vzájemný vztah

$$C = \frac{C^*}{1 + \alpha^{25}}, \quad (20)$$

kde α^{25} je střední poměr záchyty ku štěpení na ^{235}U . Některé modernější literatury, např. [1, 17], označují modifikovaný konverzní poměr polopaticky jako $C8/F5$.

Je dobré zmínit, že zde uvedené spektrální indexy nejsou jedinými svého druhu. Lze si povšimnout, že až na kadmiový poměr, definice všech indexů souvisí s použitým terčovým materiálem. Zde konkrétně je důležitá vazba na uranové palivo, nebylo by ale těžké uvažovat paliva a materiály také jiných typů tepelných či rychlých reaktorů, např. s thoriiovým či MOX palivem [20]. K tomu je příhodné využít již anticipované značení reakčních rychlostí $C8$ - pro radiační záchyt na ^{238}U , $F5$ - pro štěpení ^{235}U , $F9$ - pro štěpení ^{239}Pu , $C9$ - pro radiační záchyt na ^{239}Pu apod. V literatuře [1] jsou např. uvedena měření poměrů reakčních rychlostí $C8/F9$, $F8/F9$ a $F5/F9$ v rychlém kritickém souboru.

1.1.6 Koeficient násobení

Velmi používaným prostředkem k popisu stavů jaderného reaktoru je bezrozměrná veličina pod známá pod pojmem koeficient násobení nebo alternativně multiplikační faktor. Při rozštěpení atomového jádra neutronem v reaktorech vznikají spolu se štěpnými troskami také nové neutrony, ty mohou způsobit štěpení dalších jader a celý cyklus se opakuje. Kvantifikace neutronové bilance v takové řetězové reakci se provádí koeficientem násobení k . Definovat jej lze jako poměr počtu štěpení (nebo štěpných neutronů) ve dvou po sobě jdoucích generacích [14]

$$k = \frac{\text{počet štěpení v jedné generaci}}{\text{počet štěpení v předchozí generaci}}. \quad (21)$$

Pokud je $k < 1$ označuje se stav reaktoru jako podkritický. Tento stav odpovídá zabrzdění řetězové reakce a v návaznosti na to i k poklesu výkonu. Při $k > 1$ je reaktor nadkritický, řetězovou reakcí narůstá počet neutronů v systému a následkem toho dochází k růstu výkonové hladiny. Při $k = 1$ se hovoří o kritickém stavu reaktoru. Tento stav odpovídá rovnováze ve tvorbě a spotřebě neutronů. Výkon kritického reaktoru zůstává v čase konstantní.

Vhodným odvozením (např. v literatuře [14]) může být multiplikační faktor vyjádřen také pomocí reakčních rychlostí v systému jako

$$k = \frac{R_f}{R_L + R_a}, \quad (22)$$

kde R_L , $[R_L] = \text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$, reprezentuje rychlost úniku neutronů z aktivní zóny [?]. Z mikroreaktorové teorie zabývající neutronovou bilancí vyplývá, že pro tepelné reaktory konečných rozměrů je vhodné použít ještě jeden rozpis faktoru k , kterým je vztah šesti součinitelů

$$k = \eta \epsilon p f P_{FNL} P_{TNL}, \quad (23)$$

přičemž bezrozměrné η je regenerační faktor, ϵ koeficient násobení rychlymi neutrony, p pravděpodobnost úniku rezonančnímu záchytu, f koeficient využití tepelných neutronů, P_{FNL} pravděpodobnost ne-úniku rychlých neutronů ze systému a P_{TNL} pravděpodobnost ne-úniku tepelných neutronů. Z posledních rovnic (22), (23) je patrné, že bude možno najít vazby alespoň některých součinitelů a reakčních rychlostí. V předchozí sekci 1.1.5 byly některé vazby již anticipovány. Později v sekci 1.3 jsou podhaleny konkrétní rovnice značící, že měřením vhodných reakčních rychlostí, resp. spektrálních indexů lze jistě dojít k experimentálnímu stanovení součinitelů ϵ a p . Ostatní součinitele se mohou také experimentálně stanovovat, k tomu ale slouží jiné typy měření, která přesahují rámec této práce. Takové není problém najít např. ve zdrojích [20] nebo [4].

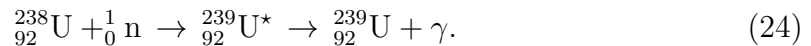
1.2 Stanovování spektrálních indexů neutronovou aktivací

V následující kapitole bude teoreticky rozebrána jedna z možností, jak přistupovat k měření reakčních rychlostí a tudíž i spektrálních indexů. Jak totiž plyne z předchozího textu, spektrální indexy nejsou nic jiného než pouhé poměry různých reakčních rychlostí. Kapitola se bude dále z důvodu navazující experimentální činnosti zabírat

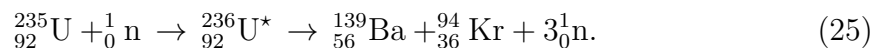
měřením interakcí pouze na uranu. Způsob, kterým lze měřit reakční rychlosti pro radiační záchyt či štěpení, je metoda gama spektrometrického vyhodnocení radioaktivního rozpadu produktů neutronové aktivace jader uranu. V následujících oddílech práce je snaha o popis takové metody pro měření reakčních rychlostí.

1.2.1 Princip neutronové aktivace

Mikroskopická představa procesů absorpčních reakcí může být uvedena tak, že na atomovém jádře dochází k pohlcení neutronu a vzniku nového jádra. Energie vnesená neutronem do terče je často vyšší než energie potřebná pro pouhou formaci produktu samotného a je využita k vzbuzení jádra do excitovaného energetického stavu (tj. vyššího než základního). Přírozeným průběhem se jádro snaží dostat do energeticky stabilnějšího základního či nižšího excitačního stavu a nejčastějším mechanismem je emise přebytečné energie ve formě gama záření. Takto popsany průběh interakce se nazývá radiační záchyt neutronu (n,γ) . Např. reakci $^{238}\text{U}(n,\gamma)^{239}\text{U}$ lze schematicky zapsat



Pokud je energie neutronu dostatečně vysoká, a to vyšší alespoň než tzv. kritická energie, pak po absorpci ${}^1_0\text{n}$ může dojít k takovému přebuzení jádra, až jeho energetická nestabilita způsobí proces rozštěpení (n,f) jádra na menší lehčí fragmenty. Vznik štěpných trosk je pravděpodobnostně řízený proces a může probíhat různým způsobem. Jedním z typických scénářů štěpení ^{235}U je rozpad dle následujícího schématu:



To, že po neutronových interakcích vznikají jádra ve vzbuzených stavech, je vystiženo souhrnným označením neutronová aktivace. V následujícím textu se pro zjednodušení pod termínem aktivační reakce rozumí zvlášť radiační záchyt a štěpení. Jako produkty neutronové aktivace se náležitě k reakcím chápou produkty radiačního záchytu a štěpení.

Důležitým z hlediska odhadu rychlosti absorpčních reakcí je fakt, že produkty (n,γ) i (n,f) reakcí bývají nestabilní a rozpadají se radioaktivním rozpadem doprovázeným emisemi deexcitačního gama záření vybuzených dceřiných jader. Na základě aktivity rozpadajících či deexcitujících se produktů lze s pomocí jaderné gama spektrometrie dojít ke zpětnému stanovení reakčních rychlostí při aktivaci.

1.2.2 Aktivační detektor

Aktivační detektory patří mezi pasivní detektory neutronů používané v neutronové či reaktorové fyzice. Hlavními charakteristikami pasivních detektorů jsou skutečnost, že jejich odezva je úměrná integrální hodnotě hustoty neutronového toku a jejich vyhodnocení probíhá retrospektivně. Tyto detektory proto nemohou být použity k měření proměnných stavů reaktoru, i tak jsou ale důležité z hlediska dlouhodobých měření [21]. Aktivační detektory jsou zhotovovány nejčastěji ve formě tenké fólie (tloušťky $\sim 0,1$ mm a menší) tvaru disku (průměr $\sim 12,7$ mm) nebo čtverce (10×10 mm), případně drátu (průměr ~ 1 mm) sloužící jako terčové těleso pro neutronovou aktivaci [23]. Práce s aktivačními detektory se skládá ze dvou částí:

- 1) Ozáření detektoru v neutronovém poli, např. v aktivní zóně
- 2) Vyhodnocení energetického spektra produktů neutronové aktivace, např. gama spektrometricky.

Materiály pro aktivační detektory jsou vybírány podle všelikých kritérií, mezi které patří např. dostatečná hodnota účinného průřezu pro danou interakci v požadované části spektra, jednoduché rozpadové schéma radionuklidu vzniklého neutronovou aktivací a jeho poločas rozpadu adekvátní prováděnému měření, mechanická a chemická odolnost, zhotovitelnost požadované geometrie detektoru a jiné [23]. Mezi běžně používané terče pro radiační záchyt tepelných neutronů patří třeba Al, Co, Mn, Cu, In, Dy, Lu, Au [23]. V kombinaci s kadmiovým pokrytím lze detekovat i epitermální části spektra. Detektory z U, Th i společně s Au mohou zase sloužit jako prahové detektory pro rychlé neutrony [27]. Detekce (n,f) reakce může být zabezpečena použitím materiálů schopných štěpení, jmenovitě např. U.

V experimentu provedeném v rámci bakalářské práce byly k neutronové aktivaci použity právě uranové fólie.

1.2.3 Jaderná Gama spektrometrie

Jak je rozepsáno v oddíle 1.2.2, po první fázi práce s aktivačními detektory je zapotřebí vyhodnotit energetické spektrum produktů neutronové aktivace. Metoda běžně používaná pro tyto účely se nazývá jaderná gama spektrometrie. Principem oného je využití radioaktivních rozpadů nestabilních produktů absorpčních reakcí, u kterých často dochází k emisi doprovodného gama záření. Časové zpoždění takové emise je pro většinu radionuklidů řádově do 10^{-12} s, a proto ačkoli deexcitační záření po rozpadu je charakteristikou dceřiného jádra, přisuzuje se samotnému mateřskému

jádro [31]. Set excitačních hladin (kanálů gama rozpadu) je specifický pro každé jádro a energie emitovaných gama kvant (gama linky) odpovídají rozdílu hladin, mezi kterými jádro při deexcitaci přechází. Spojením znalostí charakteristik rozpadu a gama spektra vzniklých izotopů pak lze danou reakční rychlost stanovit.

Ke zkoumání gama spekter mohou být využity detekční systémy založené na polovodičových detektorech. V aplikacích často se vyskytující polovodičový detektor HPGe (High Purity Germanium Detector), je vhodnou volbou pro takový účel, neboť běžně disponuje především vysokým rozlišením od 1,7 do 2,3 keV [31].

Důležitým aspektem detektoru záření typu gama je jeho účinnost ϵ_γ . Mohou být definovány různé typy detekčních účinností, pro gama spektrometrii je ale významná absolutní účinnost píku plné absorpce čili absolutní fotopíková efektivita. Značí poměr počtu zaregistrovaných gama kvant, jejichž energie byla v detekčním médiu zcela pohlcena ku celkovému počtu vyzářených gama kvant. Účinnost píku plné absorpce HPGe detektoru je závislá na energii gama linky E_γ a její funkční závislost $\epsilon_\gamma(E_\gamma)$ se určuje regresí dat z kalibračních zářičů. Tvar křivky $\epsilon_\gamma(E_\gamma)$ HPGe detektoru může být vyjádřen vhodným polynomem stupně k , nejčastěji tvaru [31]

$$\epsilon_\gamma(E_\gamma) = \exp\left(\sum_{i=0}^k a_i (\ln(E_\gamma))^i\right), \quad (26)$$

kde a_i jsou koeficienty regresní funkce a E_γ energie píku plné absorpce.

Přechody mezi hladinami s emisí gama kvant o energiích E_γ probíhají s určitou pravděpodobností, což se projeví i na detekovaném spektru. Pravděpodobnost emise gama paprsků, odpovídající píků plné absorpce v detektoru se nazývá intenzita gama linky $I_\gamma(E_\gamma)$. K praktickému použití spektrometrie jsou vhodné linky s dostatečně vysokou intenzitou.

1.2.4 Výpočet reakční rychlosti

Při ozařování aktivačních detektorů v neutronovém poli aktivní zóny lze bilanci počtu aktivovaných terčových jader vyjádřit diferenciální rovnicí prvního řádu

$$\frac{dN(t)}{dt} = N_0 \int_0^\infty \sigma_A(E)\phi(E)dE - \lambda N(t), \quad (27)$$

kde $N(t)$ je časově závislý počet aktivovaných terčových jader, N_0 je původní počet terčových jader před začátkem ozařování, $\sigma_A(E)$ značí mikroskopický účinný průřez pro reakci neutronové aktivace, $\phi(E)$ udává diferenciální hustotu neutronového toku integrál v rovnici je vyjádřením reakční rychlosti neutronové aktivace R_A vztažené

na jedno terčové jádro uvažující celé spektrum energií neutronů E (podle rovnice (5), λ [s^{-1}] je rozpadová konstanta produktu interakce a t [s] je čas. Podrobné výklady a řešení rovnice naskýtá např. literatura [4, 20, 23]. V rovnici (27) se implicitně vyskytuje počet zjednodušujících předpokladů, mezi které patří třeba:

- a) Po dobu ozařování je celkový počet spotřebovaných jader aktivací a jejich přirozeným radioaktivním rozpadem zanedbatelný vůči původnímu počtu jader N_0 . Uvažuje se tedy $N_0 = \text{konst.}$
- b) Zánik aktivovaných jader je realizován především radioaktivním rozpadem. Předpokládá se, že spotřeba produktů aktivace interakcemi s neutronovým polem aktivní zóny je vůči radioaktivnímu rozpadu neznatelná.
- c) Předpokládá se prostorová a úhlová nezávislost interakcí v aktivačním detektoru.

Platnost předpokladů je při uvádění řešení rovnice v běžných podmínkách často automaticky očekávána. Jejich správnost by ale mohla být narušena při vysokých hodnotách hustot toku neutronů, vysokých hodnotách účinných průřezů pro absorpci aktivačních produktů či silné anizotropii detektorových fólií. Při anticipaci porušení daných předpokladů lze do výsledku zavést příslušné korekční faktory, či z experimentální metody vyřadit produkty náchylnější k vzniku chyb z predikcí.

Výsledný vztah pro stanovení reakční rychlosti aktivace vztážené na jedno terčové jádro metodou jaderné spektrometrie ozářených aktivačních detektorů lze zapsat rovnicí (28), přičemž rovnice je sestavena ke zkoumání aktivity (přeměny jader) jednoho produktu neutronové aktivace. Východisky pro finální tvar rovnice byla literatura [6, 17, 20, 23].

$$R_A = \frac{\lambda S(E_\gamma)}{N_0 (1 - \exp(-\lambda t_r)) \exp(-\lambda t_d) (1 - \exp(-\lambda t_c)) \epsilon_\gamma(E_\gamma) I_\gamma(E_\gamma) (1 - \tau)} \cdot K \quad (28)$$

S významem použitých veličin:

R_A [s^{-1}] = reakční rychlost pro aktivaci vztážená na jedno terčové jádro,

N_0 = původní počet terčových jader v aktivačním detektoru,

λ [s^{-1}] = rozpadová konstanta produktu aktivace,

$S(E_\gamma)$ = plocha pod píkem plné absorpce gama linky E_γ v gama spektrometru,

$\epsilon_\gamma(E_\gamma)$ = absolutní fotopíková účinnost gama linky E_γ ,

$I_\gamma(E_\gamma)$ = intenzita gama linky E_γ (běžně se udává v %),

τ = mrtvá doba detekčního systému (může být udávána v %),

t_r [s] = doba ozařování aktivačního detektoru,

t_d [s] = doba vymírání aktivačního produktu, tj. čas mezi koncem ozařování a začátkem detekce na gama spektrometru,

t_c [s] = doba detekce, jinak čas mezi začátkem a koncem gama spektrometrického měření,

K = souhrnný korekční faktor.

Korekce systematických chyb při určování reakční rychlosti

Experimentální podmínky pro stanovení hodnot měřených veličin jsou vždy větší či menší měrou vzdálené ideálnímu stavu. Již při uvedení původní diferenciální rovnice (27) byly zavedeny predikce za účelem zjednodušující řešení, které však znamenají vnos systematických chyb do výsledku. Další možné vlivy systematických chyb se experimentátoři snaží omezit zaváděním příslušných korekcí či vymezením oblasti použitelnosti dané experimentální metody. Některé korekce pro výpočet R_A ze vztahu (28) jsou již v rovnici zavedeny. Jedná se o časové korekce, kde

a) $(1 - \exp(-\lambda t_r))$ = korekce na dobu ozařování.

Vyjadřuje skutečnost, že po konečnou dobu ozařování nebylo dosaženo saturované aktivity zkoumaného produktu.

b) $\exp(-\lambda t_d)$ = korekce na dobu vymírání.

Jedná se o zohlednění doby mezi koncem ozařování a začátkem detekce, po kterou dochází k zániku jader produktu vlivem radioaktivního rozpadu.

c) $(1 - \exp(-\lambda t_c))$ = korekce na dobu detekce.

Člen bere v úvahu fakt, že během detekce také dochází k radioaktivnímu rozpadu vzorku.

Dále jde o korekce detekčního systému, přičemž

a) $\epsilon_\gamma(E_\gamma)$ = absolutní fotopíková účinnost detekčního systému.

Člen zahrnuje faktory spojené s transportem γ záření z aktivační fólie do detektoru, tj. geometrii vzorku a detekční soupravy, vliv materiálů apod.

b) $(1 - \tau)$ = korekce na mrtvou dobu.

Zohledňuje, že během zpracování signálu dopadajícího záření na detektor nemůže být zpracován další signál a frakce dopadajících γ kvant se tak při měření ztrácí.

Nakonec pak korekce dosud obecně sdruženy pod souhrnný korekční faktor K . Mezi možné uvažované patří:

a) Korekce na samostínění neutronů při aktivaci.

Při zkoumání velikosti hustoty toku neutronů po průřezu fólie bylo zjištěno, že vlivem absorpce neutronů svrchními vrstvami atomů dochází v středních částech fólie k poklesu hustoty neutronového toku. Tento jev, kdy svrchní vrstvy atomů fólie ovlivňují reakce s vnitřními atomy, se nazývá efekt samostínění. Efekt samostínění způsobuje, že hodnota reakční rychlosti není stejná jako pro fólii, ve které k vzájemnému ovlivňování vrstev atomů nedochází. Vztahy pro výpočet samostínění neutronového pole uvádí např. literatura [20]. Stanovení vhodné korekce lze zajistit měřením reakčních rychlostí pro různé tloušťky fólií a následnou interpolací výsledku na nulovou tloušťku nebo využitím vhodných výpočetních kódů schopných korekci kvantifikovat. Pro dostatečně tenké aktivací fólie je efekt samostínění nevýznamný a korekce se běžně zanedbává.

b) Korekce na ustálení výkonové hladiny pro ozařování.

Metodou neutronové aktivace není možné měřit časově proměnné stavy reaktoru. Pro samotné ozařování je proto důležité zajistit v čase konstantní hodnoty hustot toku neutronů dané výkonem. Korekce na ustálení výkonu zohledňuje, že k ozařování aktivčních detektorů v aktivní zóně dochází i mimo vymezený čas t_r , tj. i při zvyšování a snižování výkonové hladiny. Samotná korekce závisí na provedení experimentu a specifikách aktivní zóny a její odhad je tak velmi obtížný. U experimentů se nakonec často neuvažuje.

c) Korekce na fluktuace výkonu při ozařování.

Ani po dosažení výkonu reaktoru pro ozařování nebývá reálný výkon dokonale konstantní, ale dochází k výkonovým fluktuacím. Tyto proměnné podmínky bývají ale minimální a korekce na jejich vliv v porovnání s ostatními efekty při měření nebývá nutná, neuvádí se.

d) Korekce na samostínění γ záření při spektrometrii.

Stejný princip jako u samostínění pole neutronů se ukazuje platný i pro gama kvanta, která fólie vyzařuje. Stanovení korekce na samostínění gama záření je oproti neutronům jednodušší. Zkoumáním interakcí gama záření s materiálovým prostředím lze stanovit korekci na samostínění gama linky E_γ faktorem

$$k_\gamma(E_\gamma) = \left(\frac{1 - \exp(-\mu_m(E_\gamma)\rho d)}{\mu_m(E_\gamma)\rho d} \right)^{-1}, \quad (29)$$

kde $\mu_m(E_\gamma)$ [cm^2g^{-1}] je hmotnostní koeficient zeslabení gama linky E_γ pro materiál fólie, ρ [$\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$] hustota fólie a d [cm] její tloušťka. Korekce nabývá na významnosti především pro nižší energie γ a jak je vidět z rovnice (29) pro fólie vyšších hustot a tloušťek. Pro dostatečně tenké fólie a vyšší energie lze obecně korekci zanedbat.

e) Korekce na vliv přírodního pozadí

Každé reálné měření je ovlivňováno přirozeným pozadím. Může se jednat např. o přirozenou aktivitu přírodního pozadí, aktivovaných částí experimentálních souprav či kosmického záření. Vzhledem k vysokých hodnotám hustot toku neutronů v aktivní zóně je pozadí při neutronové aktivaci nevýznamné, při jaderné gama spektrometrii mohou ale vlivy pozadí nabývat významnosti. Z tohoto důvodu jsou detektory vybaveny vhodnými stíněními (např. olovem s vysokou hustotou), které mají vlivy pozadí maximálně potlačovat. V běžných podmínkách se vliv pozadí i u spektrometrie považuje za zanedbatelný.

f) Korekce na přirozenou radioaktivitu uranových aktivačních fólií.

Specifikem aktivačních detektorů z uranových fólií je navíc jejich přirozená radioaktivita. Tu při měřeních nelze odstínit a při vyhodnocování experimentu s uranovými detektory je dobré ji uvážit. Ačkoli jsou poločasy rozpadů izotopů přírodního uranu velmi dlouhé (nad 10^8 let), gama linky rozpadu s vyšší intenzitou mohou částečně zkreslovat výsledek měření. Korekce lze provést měřením přirozeného gama spektra použitých uranových fólií a jejich odečtem od získaných spekter po neutronové aktivaci. Druhou možností je zvolit takové gama linky, v jejichž blízkosti se žádné píky přirozeného spektra uranu nevyskytují.

Při experimentu mohou být tedy v rámci K použity různé korekce, které mají odstranit předpokládané systematické chyby reakčních rychlostí. Experimentální část této bakalářské práce má v první řadě sloužit k demonstraci metodiky stanovování reakčních rychlostí a spektrálních indexů a proto byly zahrnuty pouze některé z nich.

Odhad statistických chyb při určování reakční rychlosti

Jakákoli fyzikální měření jsou zatížena chybami, jejichž kvantifikace je zásadní pro věrohodnost výsledků. Se systematickými chybami použitých metod bylo možné se setkat v předchozím oddíle 1.2.4, kde bylo také řečeno, že jejich kvantifikace a odstranění se dosahuje zohledňováním korekcí. Statistické chyby na druhou stranu korigovat nelze, je proto nutné je odhadovat.

Nejjednodušším způsobem pro stanovení chyby rychlosti neutronové aktivace vztažené na jedno jádro dle rovnice (28) je využití zákona propagace chyb. Zákon propagace chyb předkládá, že k určení směrodatné odchylky s_y vypočtené veličiny y lze využít rovnici

$$s_y = \sqrt{\left(\frac{\partial y}{\partial x_1}\right)^2 s_1^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial x_2}\right)^2 s_2^2 + \dots + \left(\frac{\partial y}{\partial x_n}\right)^2 s_n^2}, \quad (30)$$

přičemž se předpokládá, že veličina y , která je funkcí dalších n nezávislých veličin (x_1, x_2, \dots, x_n) se směrodatnými odchylkami (s_1, s_2, \dots, s_n) , je spojitě diferencovatelná na svém definičním oboru. [?]

Pro potřeby výpočtu je často názorné pracovat místo směrodatných odchylek s s relativními chybami δ . Přepisem vztahu (30) na závislost relativních chyb lze získat rovnici

$$\delta_y = \sqrt{\left(\frac{\partial y}{\partial x_1}\right)^2 \left(\frac{x_1}{y}\right)^2 \delta_1^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial x_2}\right)^2 \left(\frac{x_2}{y}\right)^2 \delta_2^2 + \dots + \left(\frac{\partial y}{\partial x_n}\right)^2 \left(\frac{x_n}{y}\right)^2 \delta_n^2} \quad (31)$$

přičemž jestliže jsou chyby $\delta_1, \delta_2, \dots, \delta_n$ v %, pak je i relativní chyba δ_y v %.

1.3 Využití spektrálních indexů

1.3.1 Zkoumání spektra jaderného reaktoru

Už z názvu je patrné, že spektrální indexy mají vazbu na spektrum neutronů v jaderném reaktoru. Hrubou představu o distribuci energií neutronů v aktivní zóně dává znalost kadmiového poměru. Kadmiový poměr je významný zejména pro tepelné reaktory, představuje míru termalizace spektra neutronů. Z definičního vztahu (7) lze vidět, že se zvyšujícím se r_{Cd} roste také podíl tepelných neutronů. Znalost termalizace spektra může být využita např. k experimentům založených na tepelných neutronech.

1.3.2 Stanovení součinitelů koeficientu násobení

V sekci 1.1.6 byl představen výpočet koeficientu násobení pomocí vztahu šesti součinitelů. Difuzní teorie homogenních reaktorů, tj. jaderných reaktorů, jejichž aktivní zóna je považována za homogenní směs paliva, moderátoru a dalších konstrukčních materiálů, představuje teoretické vztahy, jakými lze součinitele stanovit.

Předpoklad homogenní AZ je ale pouze idealizací k umožnění výpočtů součinitelů. Pro skutečné reaktory je nezbytné sestávající součinitele určovat na základě výpočetních kódů vycházejících z experimentálních dat či přímo experimentálně. Možné vztahy pro tato určení jsou dále uvedeny.

Jen ve zmíněné souvislosti k spektrálním indexům je dobré poukázat na určení regeneračního faktoru η . V tepelných reaktorech je regenerační faktor η definován jako střední počet neutronů získaných ze štěpení vztahených na jeden tepelný neutron absorbovaný v palivu. Regenerační faktor je charakteristikou samotné palivové směsi a k jeho experimentálnímu stanovení se může být využito vztahu

$$\eta = \frac{\nu}{1 + \alpha} \quad (32)$$

kde α je poměr radiačního záchyty ku štěpení paliva definovaný rovnicí 1.1.5, ν označuje střední výtěžek neutronů na jedno štěpení. Měření α , potažmo η tedy zahrnuje stanovení poměru reakčních rychlostí pro radiační záchyt ku štěpení. Pro směs izotopů by takový proces nebyl přímočarý jako u kvantifikace indexu jen na jednom izotopu a práce se tímto problémem dále nezabývá.

Koeficient násobení rychlymi neutrony ϵ je definován jako poměr celkového počtu neutronů ze štěpení ku počtu neutronů vzniklých štěpením tepelnými neutrony. Faktor tedy zohledňuje skutečnost, že pro provoz tepelného reaktoru nejsou důležité pouze tepelné neutrony. Pomocí zavedených experimentálně měřitelných spektrálních indexů lze pro součinitel ϵ v reaktorech s uranovým palivem odvodit relaci [20]

$$\epsilon - 1 = \left(\frac{\nu^{28} - 1 - \alpha^{28}}{\nu^{25}} \right) \delta^{28}, \quad (33)$$

kde α^{28} je poměr radiačního záchyty ku štěpení ^{238}U středovaný přes celé spektrum, δ^{28} je spektrální index pro štěpení ^{238}U , ν^{28} je střední výtěžek neutronů ze štěpení ^{238}U a ν^{25} střední výtěžek neutronů ze štěpení ^{235}U .

Pravděpodobnost úniku rezonančnímu záchytu p je také možné stanovit pomocí spektrálních indexů. Nejjednodušší vztah pro určení p využívá spektrální index pro radiační záchyt epitermálních neutronů na ^{238}U [20]:

$$p = \frac{1}{1 + \rho^{28} f F}, \quad (34)$$

kde navíc f je koeficient využití tepelných neutronů, F je poměr středovaných účinných průřezů radiačního záchytu tepelných neutronů ku celkové absorpci tepelných neutronů v palivu, zápisem

$$F = \frac{\overline{\Sigma}_c^{28}}{\overline{\Sigma}_a^{28} + \overline{\Sigma}_c^{25} + \overline{\Sigma}_f^{25}} \quad (35)$$

Koeficient využití paliva f lze v jednoduchém modelu konstrukce aktivní zóny (složený z paliva (F), moderátoru (M) a konstrukčních částí (K)) stanovit měřením příslušných reakčních rychlostí.

$$f = \frac{[R_c^{25} + R_f^{25} + R_c^{28}]}{[R_c^{25} + R_f^{25} + R_c^{28}] + R_c^K + R_c^M} \quad (36)$$

Jelikož je ale záchyt v moderátoru a konstrukčních částech často těžko měřitelný, přistupuje se k jiným experimentálním metodám f [20].

1.3.3 Stanovení množení paliva

V sekci ?? byl jako jeden ze spektrálních indexů představen také konverzní poměr C . Tento faktor nabývá vyššího významu v reaktorech s cílem množení paliva, tj. vlastní produkce nových izotopů ke štěpení v aktivní zóně v průběhu kampaně, ale pozoruje se i u reaktorů zaměřených na klasickou spotřebu paliva, např. s uran-plutoniovým cyklem. Měření konverzního poměru C může sloužit ke stanovení množství paliva namnoženého za čas v aktivní zóně, jedné z klíčových charakteristik množivých reaktorů. Pro specifikaci namnoženého množství lze použít tzv. dobu zdvojení t_D , $[t_D] = \text{s}$. Jedná se o čas, za který se díky novým izotopům zdvojnásobí původní množství paliva v reaktoru. Teoretické vztahy pro výpočet doby zdvojení vycházející z řešení obyčejné diferenciální rovnice pro hmotnost paliva uvádí literatura [14]. Pokud reaktor nově vzniklé palivo nespotřebovává, narůstá celkové množství lineárně a doba zdvojení se označuje přídomkem lineární t_{Dl} . Jestliže dochází k současné spotřebě nového paliva, množství narůstá exponenciálně a doba zdvojení se značí jako exponenciální t_{De} . Pro reaktor provozovaný na stabilní výkonové úrovni [14] představuje

$$t_{Dl} = \frac{m_0}{GwP_0}, \quad (37)$$

$$t_{De} = \frac{m_0 \ln(2)}{GwP_0} = t_{Dl} \ln(2), \quad (38)$$

přičemž $G = C - 1$ je tzv. množivý faktor, m_0 , $[m_0] = \text{g}$, je původní hmotnost palivové vsázky, w , $[w] = \text{g} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{MW}^{-1}$, rychlost spotřeby paliva na jednotku výkonu a P_0 , $[P_0] = \text{MW}$, tepelný výkon reaktoru.

2 Experimentální část

Součástí této bakalářské práce je také provedení experimentu zaměřeného na stanovení spektrálních indexů v aktivní zóně jaderného reaktoru metodou neutronové aktivace. Náplní experimentu bylo stanovení kadmiového poměr r_{Cd} a spektrálních indexů ρ^{28} , α^{28} , α_{epi}^{28} a α_{sub}^{28} pomocí uranových aktivačních detektorů.

Experiment se sestával z ozařování aktivačních fólií z přírodního a ochuzeného uranu, přičemž polovina z celkového počtu fólií byla pokryta kadmiovým filtrem a druhá polovina byla holá. Při ozařování byly fólie zaváděny do různých oblastí aktivní zóny výzkumného reaktoru VR-1 provozovaného na Katedře jaderných reaktorů Fakulty jaderné a fyzikálně inženýrské ČVUT v Praze a pozdější vyhodnocování spekter aktivačních produktů bylo prováděno gama spektrometrických detekčních systémech Canberra v přílehlých laboratořích katedry. V rámci měření byly zkoumány reakční rychlosti pro radiační záchyt a štěpení.

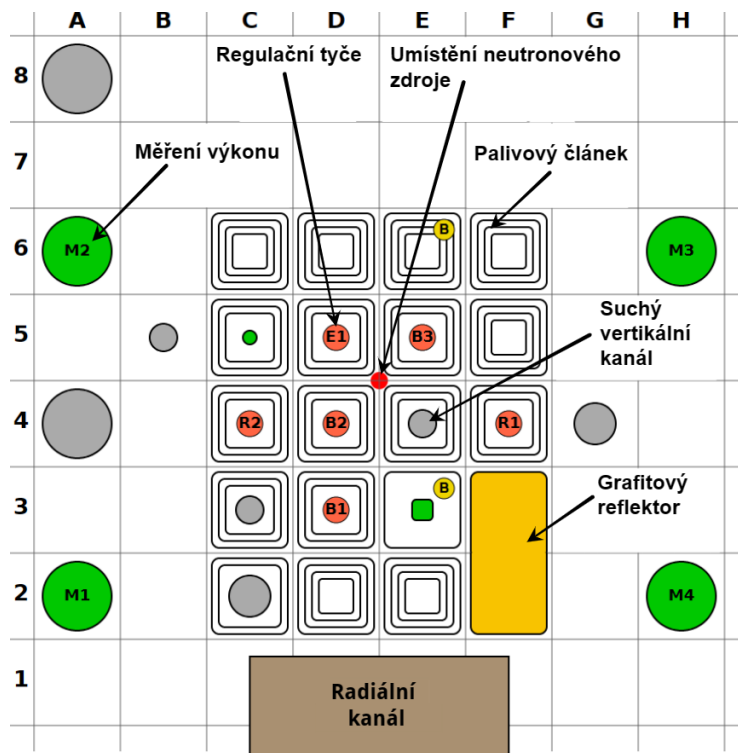
Kapitola popisuje použité experimentální zařízení tvořené reaktorem VR-1 a gama spektrometrickým systémem Canberra, konkrétní vztahy použité pro výpočet reakčních rychlostí, průběh měření a jeho metodologii a uvádí výsledky měření s použitými korekcemi. V diskuzi obdržených výsledků jsou hodnoty srovnávány s daty získanými výpočetním kódem Serpent.

Pro experimentu byla využita řada veličin, kde určená hodnota každé z nich k sobě váže také statistickou chybu. V rámci této bakalářské práce do odhadu výsledné statistické chyby měření spektrálních indexů byly zahrnuty jen vybrané chyby veličin, u kterých se předpokládal největší vliv na výslednou statistickou chybu. Mezi uvažované chyby patří chyby hmotnosti aktivačních fólií, rozpadové konstanty produktu neutronové aktivace, plochy pod píkem plné absorpce a intenzity gama linky při gama spektrometrii a výtěžku produktu štěpení. Chyby takových veličin jsou u jejich příslušných hodnot uvedeny. Ostatní chyby, které byly v konečném odhadu statistických chyb spektrálních indexů zanedbány, jsou v textu vynechány.

2.1 Experimentální vybavení

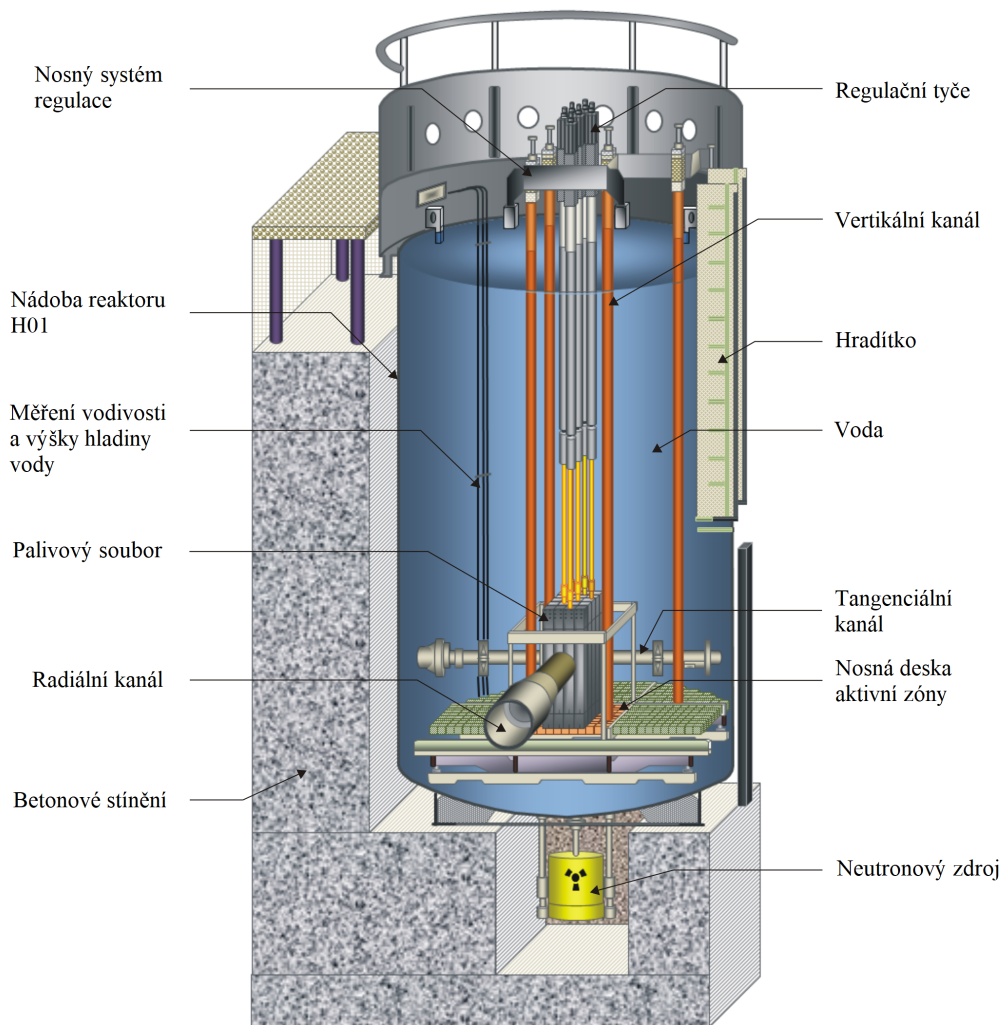
2.1.1 Výzkumný reaktor VR-1

Výzkumný jaderný reaktor VR-1 je lehkovodní reaktor bazénového typu o odhadovaném tepelném výkonu 1 kW. Reaktor je tvořen dvěma válcovými nádobami s otevřeným víkem, přičemž v jedné z nich je umístěna aktivní zóna. Lehká demineralizovaná voda zajišťuje chlazení přirozenou konvekcí, moderaci i biologické stínění. Současně využívané palivo reaktoru je palivo typu IRT-4M ve formě UO_2 s hliníkovým pokrytím v geometrii soustředných trubek čtvercového průřezu. Rozložení a počet palivových souborů v aktivní zóně mohou být dle potřeby upravovány. Běžně se v reaktoru vyskytuje 16 až 21 souborů. Ozařovací experimenty byly provedeny v aktivní zóně s označením konfigurace C20, kterou je vidět na Obr. 4.



Obr. 4: Aktivní zóna reaktoru VR-1 v konfiguraci C20.

Součástí reaktoru jsou také experimentální zařízení, např. horizontální radiální a tangenciální kanály, suché vertikální kanály, zařízení pro studium dynamiky reaktoru a další. Schematicky je nádoba reaktoru VR-1 s aktivní zónou a příslušenstvím vyobrazena na Obr. 5.



Obr. 5: Schéma podélného řezu nádoby reaktoru s aktivní zónou a příslušenstvím [26]

Protože je tepelný výkon reaktoru vzhledem k objemu chladicí vody (17 m^3) velmi nízký, výkon není možné měřit termočlánky. Využívají se měření hustot toku neutronů štěpnými komorami, které v závislosti na výkonu reaktoru měří v pulzním, proudovém či Campbellovském režimu. Důsledkem je, že při provozu reaktoru se výkon vyjadřuje v jednotkách impulzů za sekundu (odvozeno od pulzního režimu štěpných komor). Je odhadováno, že výkon $1\text{E}8 \text{ imp/s}$ odpovídá 1 kW tepelného výkonu reaktoru [21].

2.1.2 Gama spektrometrický systém Canberra

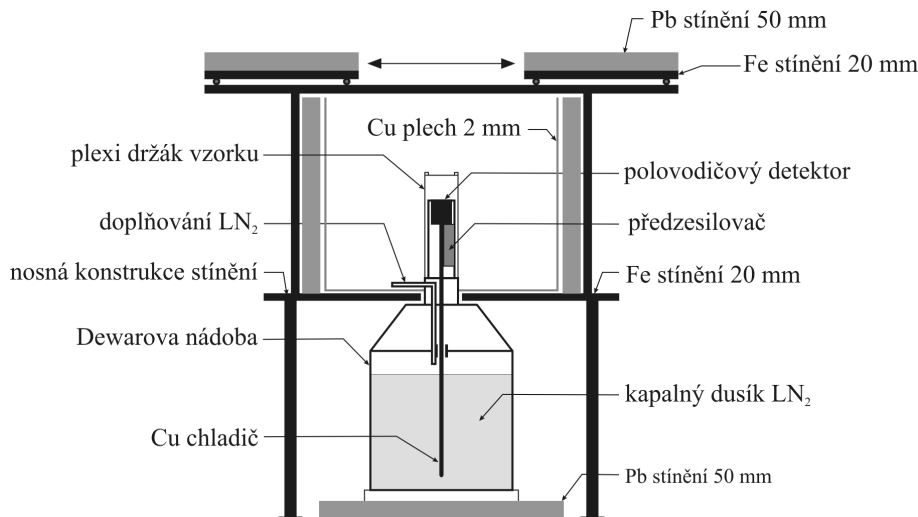
Při vyhodnocování aktivačních fólií bylo pro jadernou gama spektrometrii použito dvou gama spektrometrických systémů Canberra. Pro zjednodušení zápisu budou dále systémy reprezentovány jako DETEKTOR 1 (D1) a DETEKTOR 2 (D2).

DETEKTOR 1 (D1) = HPGe detektor Canberra, relativní účinnost 30 %

DETEKTOR 2 (D2) = HPGe detektor Canberra, relativní účinnost 40 %

Oba detektory jsou provozovány se softwarem Genie 2000 V3.4.1 od firmy Mirion Technologies (Canberra), Inc.

Obě gama spektrometrické soupravy jsou vybaveny stínícím kontejnerem. Studované aktivační fólie jsou umístovány na plexisklové držáky různých výšek - 120 mm, 80 mm, 40 mm, 30 mm, 3 mm a 0 mm (pozice označované jako P120, P80, P40, P30, P03, P00). Volbou vhodné pozice aktivovaného vzorku (výšky držáku) lze dosáhnout optimální velikosti detekční četnosti (počet impulzů za sekundu) a v důsledku tak regulovat mrtvou dobu detektoru. V průběhu provozu jsou oba detektory chlazeny tekutým dusíkem LN₂. Schéma umístění HPGe detektoru (D1) ve stínícím boxu je zobrazeno na Obr. 6. Pro vzorky ve formě fólií byly dříve pomocí



Obr. 6: Schéma uspořádání HPGe detektoru Canberra (D1) ve stínícím kontejneru [23].

kalibračních zářičů stanoveny absolutní účinnosti HPGe detektorů. Křivky závislosti absolutní fotopíkové efektivity $\epsilon_{\gamma}(E_{\gamma})$ na energii gama linky E_{γ} jsou dány polynomy dle předpisu (26). Převzaté hodnoty koeficientů a_i polynomů pro jednotlivé pozice aktivačních fólií v detektoru jsou uvedeny v Tab. 1.

Koeficient	DETEKTOR 1				DETEKTOR 2			
	Hodnoty koeficientů pro danou geometrii							
	P120	P80	P30	P03	P120	P80	P40	P00
a_0	-6,7462	-6,1207	-5,0326	-3,7865	-6,2360	-5,6859	-4,9209	-3,239
a_1	-0,9184	-0,9071	-0,9260	-0,9328	-0,7314	-0,7443	-0,7638	-0,8005
a_2	-0,0230	-0,0318	0,0268	-0,0109	-0,0282	-0,0166	-0,0145	-0,0418
a_3	-0,0211	-0,0671	0,0124	0,0170	-0,0719	-0,0694	-0,0580	-0,0522
a_4	0,0383	0,0129	0,0188	0,1058	0,0161	0,0036	0,0096	0,0568
a_5	0,0266	0,0226	-0,0151	0,0521	0,0300	0,0222	0,0138	0,0289
a_6	-	-	-0,0169	0,0016	-0,0079	-0,0041	-0,0076	-0,0218
a_7	-	-	-0,0019	-	-0,0060	-0,0017	-0,0004	-0,0114
a_8	-	-	-	-	0,00002	0,0012	0,0020	-0,0010
a_9	-	-	-	-	0,0002	0,0004	0,0005	0,0002

Tab. 1: Koeficienty polynomu absolutní fotopíkové efektivity pro různé pozice aktivačních fólií v detektoru s přesností na desetitisíciny. Chyby koeficientů nebyly uvažovány.

Zdroj dat: literatura [26]

2.2 Postup měření

Samotný proces měření spektrálních indexů v aktivní zóně reaktoru VR-1 lze rozdělit do tří fází. Byly provedeny dva ozařovací experimenty. Vzájemně se lišily v materiálech aktivačních detektorů (ochuzený uran, přírodní uran), nikoli však v postupu měření.

2.2.1 Příprava aktivačních detektorů

Jako materiál pro aktivační detektory byly zvoleny uranové fólie.

- 1) Ochuzený uran (DU¹) Při prvním ozařovacím experimentu byly zvoleny aktivační fólie z ochuzeného uranu. Ochuzené fólie se běžně využívají pro měření spektrálních indexů spojených s interakcemi na ²³⁸U. Důvodem je snaha o co nejnížší podíl ²³⁵U ve směsi izotopů uranu, který při gama spektrometrii zajistí nízké rušení od aktivace ²³⁵U. Forma použitých uranových fólií ani jejich

¹DU = Depleted Uranium

obohacení nebyly kvůli chybějící historické dokumentaci známy. Na základě literatury [?, ?], souladu s výpočetním kódem SERPENT a měření hustoty fólií byla předpokládána forma U_3O_8 s ochuzením 0.3 hm.% ^{235}U ². Tloušťka DU fólií byla stanovena na 0,7 mm, hustota byla brána jako $8,3 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$.

- 2) Přírodní uran (NU^3) Fólie z přírodního uranu s přírodním zastoupením 0.711 hm.% ^{235}U) byly v kovové formě. Tloušťka NU fólií byla stanovena na hodnotu 0,178 mm. Hustota byla brána jako $19,1 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$.

Přírodní i ochuzený uran obsahují směs izotopů ^{238}U , ^{235}U a ^{234}U [?]. Zastoupení ^{234}U je ale oproti zbylým izotopům nízké, a proto byl jeho vliv při experimentu zanedbán.

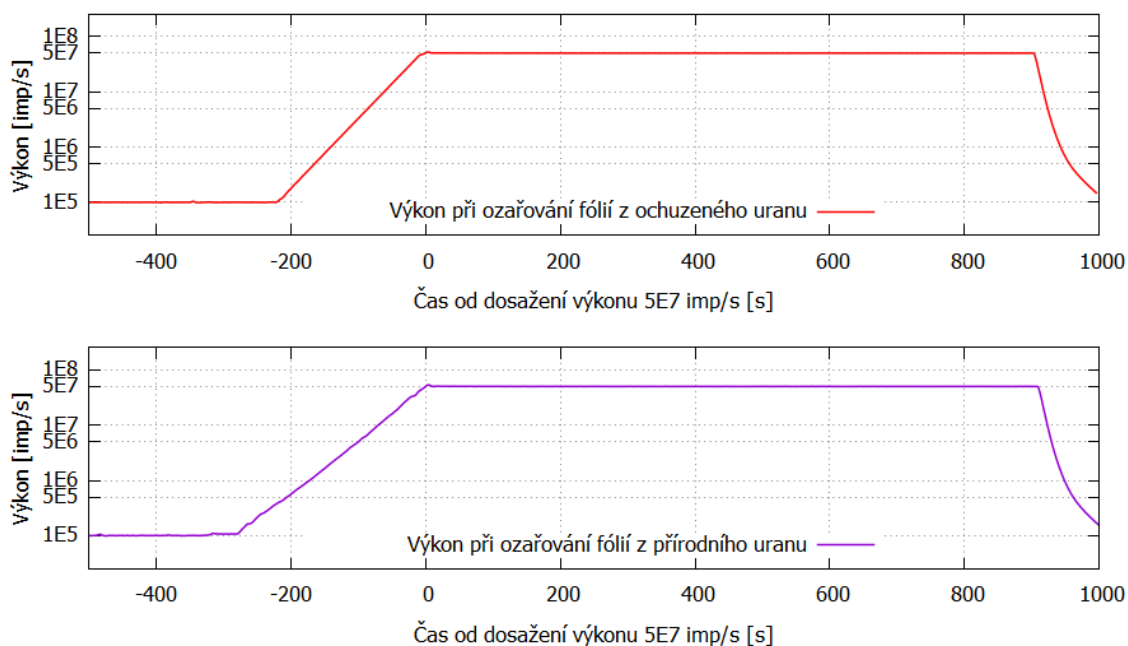
Všechny fólie byly nastříhány na rozměry cca 10×10 mm a byla jim určena hmotnost s relativní chybou do 0,3 %. K zamezení kontaminace spojené s oděrem uranových fólií při manipulacích byly všechny fólie zataveny do laminační fólie tloušťky 0,175 mm. Celkem bylo takto zhotoveno 7 fólií z ochuzeného uranu (označené F1 - F7) a 6 fólií z přírodního uranu (označené F8 - F13). Polovina fólií byla umístěna do kadmiového pokrytí. Nakonec byly fólie byly po dvojicích (holá fólie + fólie v kadmiovém krytí) připevněny na plexisklové držáky.

2.2.2 Ozařování aktivačních detektorů

Při ozařovacím experimentu proběhlém 23.3.2023 byly fólie z ochuzeného uranu na plexisklových držácích zavedeny do suchých vertikálních kanálů v pozicích E4, C2 a C3 v aktivní zóně VR-1. Při ozařovacím experimentu 16.5.2023 byly vlivem chyby při zavádění do aktivní zóny fólie z přírodního uranu zasazeny do kanálů G4, C2 a C3. Detektory byly zavedeny na úroveň axiálního středu aktivní zóny, kde byla očekávána nejvyšší hustota neutronového toku. Předpoklad potvrzuje měření axiálního rozložení hustoty toku neutronů ve vertikálním kanálu v aktivní zóně VR-1 prezentované v literatuře [?]. Pro měření spektrálních indexů byl před zaváděním aktivačních detektorů reaktor uveden na ustálený výkon $1E5$ imp/s. Po vložení aktivačních detektorů by reaktor uveden na ustálenou výkonovou hladinu $5E7$ imp/s. Fólie byly v reaktoru ozařovány v obou případech přibližně 15 minut. Po skončení ozařování byl reaktor odstaven. Průběh výkonu VR-1 pro oba ozařovací experimenty v čase je vidět na Obr. 7. Po konci ozařování byly plexisklové držáky s aktivovanými

²Analytickým výpočtem bylo zjištěno, že předpoklad formy a ochuzení uranových fólií by neměl mít na přesnost konečného výsledku velký vliv. Odhadovaná maximální relativní chyba se pohybuje v řádu nižších desetin procent.

³NU = Natural Uranium



Obr. 7: Průběh výkonu reaktoru VR-1 v čase. Čas dosažení výkonu $5E7$ imp/s určuje nulu na časové ose.

uranovými fóliemi vyjmuty z aktivní zóny. Fólie byly odstraněny z držáků, vyjmuty z kadmiových pokrytí a umístěny do olověného stínícího kontejneru, ve kterém byly přesunuty do laboratoře k vyhodnocení.

2.2.3 Vyhodnocování aktivačních detektorů

Při experimentu byly sledovány produkty absorpčních interakcí neutronů s ^{238}U . Rozsah poločasů rozpadu sledovaných produktů byl od desítek minut až po jednotky dní. Z tohoto důvodu bylo gama spektrometrické měření prováděno ve třech různých dobách od konce ozařování aktivačních detektorů. Byly využity dva Gamaspektrometrické systémy s HPGe detektory (označení D1 a D2) popsané v sekci 2.1.2. Vhodná délka doby sběru dat při všech etapách sledování produktů jadernou gama spektrometrií byla určována tak, aby chyba plochy pod píkem plné absorpce dané gama linky produktu byla nízká (snaha chybu nižší než 5%).

- 1) Sledování krátkodobých produktů aktivace ^{238}U ($T_{1/2}$ v řádu nižších desítek minut). Gama spektrometrické měření probíhalo bezprostředně po ozařování. Rozsah dob sběru dat při gama spektrometrii byl přibližně 10 až 50 minut.

- 2) Sledování střednědobých produktů aktivace ^{238}U ($T_{1/2}$ v řádu jednotek a nižších desítek hodin). Gama spektrometrické měření probíhalo jeden den po ozařování. Rozsah dob sběru dat byl přibližně 40 až 80 minut.
- 3) Sledování dlouhodobých produktů aktivace ^{238}U ($T_{1/2}$ v řádu jednotek dní). Gama spektrometrické měření probíhalo tři dny po ozařování. Doby sběru dat se pohybovaly v přibližném rozsahu 2 až 3,5 hodin.

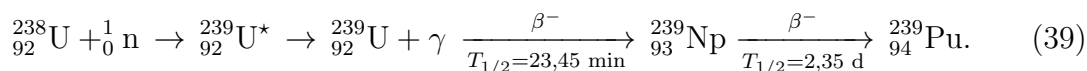
Každá z ozářených fólií byla za účelem snížení statistické chyby při sledování krátkodobých a střednědobých produktů aktivace třikrát přeměřována. Z časových důvodů bylo sledování dlouhodobých produktů aktivace prováděno jednou pro vybrané fólie. Celkem tak byla každá z fólie měřena šestkrát (označení daných měření M1 - M6) a některé sedmkrát (označení měření M7). Chybně zavedené fólie z přírodního uranu, které byly při druhém ozařování zavedeny do kanálu G4 mimo aktivní zónu, nebyly vyhodnocovány.

Fólie byly při měření umístovány na plexisklové držáky různých výšek od 0 do 120 mm (označované pozice P00 - P120). Pozice aktivační fólie daná její výškou nad krystalem HPGe detektoru byla volena tak, aby mrtvá doba detektoru při měření nepřesahovala 5 %. Fólie mimo vyhodnocování byly umístěny ve stínícím olověném kontejneru.

Fólie F7 nebyla ozářena. Byla gama spektrometricky jedenkrát změřena za účelem určení charakteru přirozeného spektra uranových fólií.

2.2.4 Výpočet reakčních rychlostí $R_{(n,\gamma)}$, R_f

Při radiačním záchytu neutronu na ^{238}U dochází ke vzniku nestabilního izotopu ^{239}U společně s emisí gama záření. ^{239}U se rozpadá β^- rozpadem na ^{239}Np , který se později mění formou β^- rozpadu na ^{239}Pu . Plutonium je v rámci škály experimentu považováno za konečný produkt, neboť jeho poločas rozpadu dosahuje hodnoty přibližně $2,4 \times 10^4$ let. Schematicky lze popsáný proces zapsat jako



Pro měření reakční rychlosti pro radiační záchyt na ^{238}U lze využít jak rozpad ^{239}U s výraznou gama linkou 74,7 keV, tak ^{239}Np s výraznými gama linkami 106,1 keV a 277,6 keV.

Vztahy pro výpočet reakční rychlosti pro radiační záchyt na ^{238}U vztažené na jedno jádro ^{238}U vycházející z rovnice (28) a literatury [17] jsou dány jako:

$$R_{(n,\gamma)} = \frac{\lambda_{29} S(E_\gamma) k_\gamma(E_\gamma)}{N_0 (1 - e^{-\lambda_{29} t_r}) e^{-\lambda_{29} t_d} (1 - e^{-\lambda_{29} t_c}) \epsilon_\gamma(E_\gamma) I_\gamma(E_\gamma) (1 - \tau)} \quad (40)$$

$$R_{(n,\gamma)} = \frac{\lambda_{29} - \lambda_{39}}{\lambda_{29}} \frac{\lambda_{39} S(E_\gamma) k_\gamma(E_\gamma)}{N_0 (1 - e^{-\lambda_{39} t_r}) e^{-\lambda_{39} t_d} (1 - e^{-\lambda_{39} t_c}) \epsilon_\gamma(E_\gamma) I_\gamma(E_\gamma) (1 - \tau)} \quad (41)$$

kde

$R_{(n,\gamma)}$ = reakční rychlost pro radiační záchyt na ^{238}U vztažená na jedno terčové jádro,

N_0 = původní počet jader ^{238}U v aktivační fólii,

$\lambda_{29}, \lambda_{39}$ = rozpadové konstanty ^{239}U a ^{239}Np .

Člen $(\lambda_{29} - \lambda_{39})/\lambda_{29}$ v rovnici (41) zohledňuje, že ^{239}Np nevzniká přímo při (n,γ) interakci, ale je produktem rozpadu ^{239}U .

$S(E_\gamma)$ = plocha pod fotopíkem gama linky E_γ daného produktu (n,γ) reakce,

$\epsilon_\gamma(E_\gamma)$ = absolutní fotopíková účinnost gama linky E_γ ,

$I_\gamma(E_\gamma)$ = intenzita gama linky E_γ ,

τ = mrtvá doba detekčního systému,

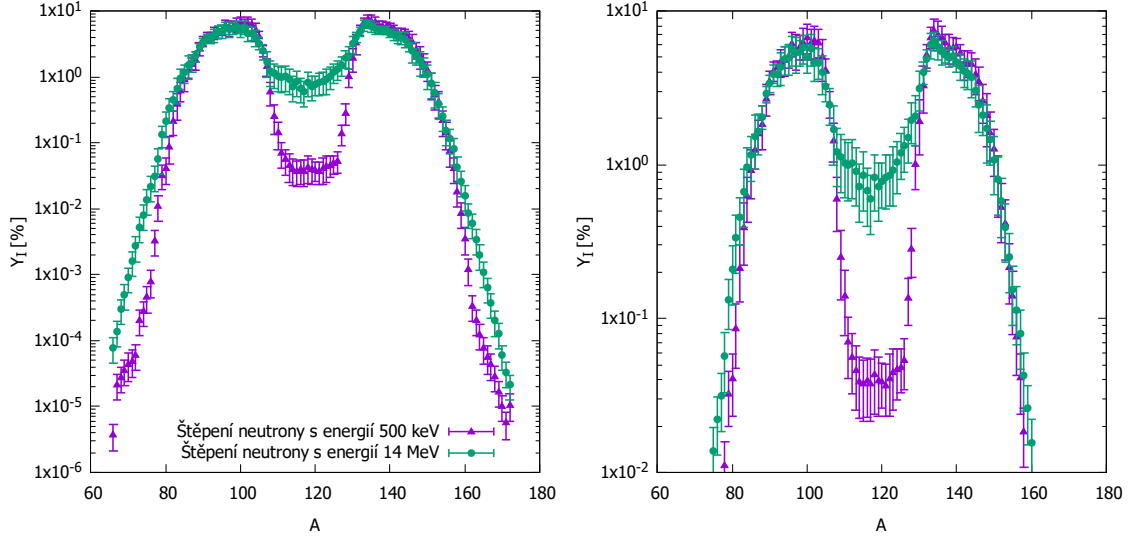
t_r, t_d, t_c = doba ozařování, doba vymírání a doba detekce,

$k_\gamma(E_\gamma)$ = korekce na samostínění gama linky E_γ .

Štěpení ^{238}U lze považovat za prahovou reakci, protože míra pravděpodobnosti štěpné reakce vyjádřená účinným průřezem σ_f je pro rezonanční a tepelné neutrony velmi nízká a vyšších hodnot dosahuje až pro rychlé neutrony (patrné z Obr. 2). Štěpením ^{238}U dochází ke vzniku různých lehčích jader, přičemž pravděpodobnost vzniku daného produktu při jednom štěpení vyjadřuje poměrová veličina nazývaná výtěžek ze štěpení Y (často se uvádí v %). Běžně se využívají dva typy výtěžku ze štěpení - nezávislý výtěžek Y_I a kumulativní výtěžek Y_C .

Nezávislý výtěžek $Y_I(A, Z, M)$ je definován jako počet atomů nuklidu s hmotnostním číslem A , protonovým číslem Z a izomerním stavem M vyprodukovaných jedním štěpením v době mezi emisí okamžitých neutronů a emisí zpožděných neutronů ze štěpení. Kumulativní výtěžek $Y_C(A, Z, M)$ se definuje jako počet všech atomů nuklidu s hmotnostním číslem A , protonovým číslem Z a izomerním stavem M vyprodukovaných jedním štěpením (míněno za nekonečnou dobu) [8]. Křivka

závislosti výtěžku ze štěpení na hmotnostním čísle je specifíkem štěpeného jádra i energie neutronů. Graf nezávislého výtěžku Y_I ze štěpení ^{238}U neutrony o energii 500 keV a 14 MeV v závislosti na hmotnostním čísle A produktu štěpení je na Obr. ??.



Obr. 8: Hodnoty nezávislého výtěžku ze štěpení ^{238}U rychlými neutrony ve vztahu k hmotnostnímu číslu produktu štěpení

Zdroj dat: ENDF/B-VII.1 [11].

Výtěžek ze štěpení je běžně normován na počet štěpených jader. Protože při štěpení vznikají nejčastěji dvě štěpené trosky, je výtěžek v celkové sumě 200 % [23].

Rovnici pro výpočet reakční rychlosti pro štěpení ^{238}U vycházející ze vztahu 28) a literatury [17] lze uvést následovně:

$$R_{(n,\gamma)} = \frac{\lambda_{FP} S(E_\gamma) k_\gamma(E_\gamma)}{N_0 (1 - e^{-\lambda_{FP} t_r}) e^{-\lambda_{FP} t_d} (1 - e^{-\lambda_{FP} t_c}) \epsilon_\gamma(E_\gamma) I_\gamma(E_\gamma) (1 - \tau)} \frac{2}{Y_{C,FP}} \quad (42)$$

kde

$R_{(n,f)}$ = reakční rychlost pro štěpení ^{238}U vztažená na jedno terčové jádro,

N_0 = původní počet jader ^{238}U v aktivační fólii,

λ_{FP} = rozpadová konstanta produktu štěpení s hmotnostním číslem A , protonovým číslem Z a izomerním stavem M .

$S(E_\gamma)$ = plocha pod fotopíkem gama linky E_γ daného produktu štěpení,

$\epsilon_\gamma(E_\gamma)$ = absolutní fotopíková účinnost gama linky E_γ ,

$I_\gamma(E_\gamma)$ = intenzita gama linky E_γ ,

τ = mrtvá doba detekčního systému,

t_r, t_d, t_c = doba ozařování, doba vymírání a doba detekce,

$Y_{C,FP}$ = Kumulativní výtěžek ze štěpení ^{238}U produktu charakterizovaného čísly (A, M, Z) ,

$k_\gamma(E_\gamma)$ = korekce na samostínění gama linky E_γ .

Při experimentu byly použity hodnoty výtěžků Y_C ze štěpení ^{238}U pro energii neutronů 500 keV (patrné na Obr. 8) z knihovny jaderných dat ENDF/B-VIII.0 [3]. Produkty štěpení vybrané pro měření $R_{(n,\gamma)}$ a $R_{(n,f)}$ byly vybrány tak, aby co nejlépe vyhovovaly kritériím:

- a) vysoký výtěžek ze štěpení (jen pro štěpnou reakci),
- b) vhodný poločas rozpadu (zvláště krátkodobé, střednědobé a dlouhodobé produkty),
- c) vhodné gama linky. U gama linek bylo posuzována jejich velikost (snaha o maximalizaci detekční účinnosti), intenzita, vlivy rušení ostatními produkty (pro gama linku konkrétního produktu byly odhadnuty relativní velikosti rušení od gama linek všech ostatních produktů) a vlivy rušení pozadím a přirozenou aktivitou.
- d) možnost ověření jinými gama linkami (Produkty s pouze jednou výraznou gama linkou jsou problematické, protože nelze nijak ověřit, že pík ve spektru je způsoben právě daným produktem.),
- e) nízká míra absorpce neutronů (kvůli předpokladům rovnice (27)),
- f) produkt zároveň ve větší míře nevzniká rozpadem jiného aktivačního produktu.

Na základě těchto kritérií byly zvoleny krátkodobé produkty štěpení ^{104}Tc ($E_\gamma = 358,0$ keV), ^{134}Te ($E_\gamma = 767,2$ keV), střednědobý ^{97}Zr ($E_\gamma = 743,4$ keV) a dlouhodobý ^{140}La (čtyři použitelné gama linky $E_{\gamma,1} = 293,3$ keV, $E_{\gamma,2} = 57,4$ keV, $E_{\gamma,3} = 664,6$ keV, $E_{\gamma,4} = 721,9$ keV). Použité charakteristiky zvolených nuklidů uvádí Tab. 2.

Nejistoty určení výsledných reakčních rychlostí byly určeny vztahem (31) na základě uvažovaných relativních chyb rozpadové konstanty δ_λ (dané chybou poločasu rozpadu $\delta_{T_{1/2}}$), hmotnosti uranové fólie δ_m , plochy pod fotopíkem v gama spektru δ_S , intenzity gama linky δ_I a případně výtěžku ze štěpení δ_Y .

Nuklid	Y_C	s_Y	$T_{1/2}$	$s_{T1/2}$		$E_{\gamma,1}$	$E_{\gamma,2}$	$E_{\gamma,3}$	$E_{\gamma,4}$
^{239}U	-	-	23,45	0,02	min	74,664			
^{239}Np	-	-	2,356	0,003	dny	106,123	277,599	209,753	
^{104}Tc	5,04	0,10	18,3	0,3	min	358			
^{134}Te	6,85	0,19	41,8	0,8	min	767,2			
^{97}Zr	5,56	0,08	16,749	0,008	hod	743,36			
^{140}La	5,82	0,04	1,6786	0,0002	dny	1596,21	487,021	815,772	328,762

Nuklid	$I_{\gamma,1}$	$I_{\gamma,2}$	$I_{\gamma,3}$	$I_{\gamma,4}$	$s_{I,1}$	$s_{I,2}$	$s_{I,3}$	$s_{I,4}$
^{239}U	53,2				1,7			
^{239}Np	25,34	14,51	3,363		0,17	0,08	0,02	
^{104}Tc	89				3			
^{134}Te	29,5				1,4			
^{97}Zr	93,09				0,16			
^{140}La	95,4	45,5	23,3	20,3	0,08	0,6	0,2	0,3

Pozn.: Hodnoty Y_I , I_γ a jejich směrodatné odchylky s_Y , s_I jsou udávány v %.
Energie gama linek jsou v keV.

Tab. 2: Použité charakteristiky sledovaných produktů neutronové aktivace jader ^{238}U .

Zdroj dat: ENSDF online databáze [38], ENDF/B-VIII.0 [3].

2.3 Výsledky měření

K měření spektrálních indexů a reakčních rychlostí byly jako aktivační detektory využity uranové fólie. Pro dva ozařovací experimenty bylo připraveno 7 fólií z ochuzeného uranu (F1-F6 ozařované, F7 neozařovaná) a 6 fólií z přírodního uranu (F8-F13). Vlastnosti fólií zahrnující tloušťku, hmotnost, formu uranu a uvažovanou hustotu jsou uvedeny v Tab. 3. Součástí tabulky jsou také specifikace umístění fólií v souřadnicové síti aktivní zóny (schéma na Obr. 4). Při druhém ozařovacím experimentu došlo k mylnému umístění fólií F8 a F9 mimo aktivní zónu. Fólie byly tak pro experiment nepoužitelné a dále se s nimi nepracovalo, nejsou proto ani zaneseny do tabulky.

Jadernou gama spektrometrií byly stanoveny hodnoty reakčních rychlostí pro radiační záchyt $R_{(n,\gamma)}$ na ^{238}U a štěpení štěpení $R_{(n,f)}$ ^{238}U vztahované na jedno jádro izotopu uranu ^{238}U . Byla vyhodnocována gama spektra jak fólií ozařovaných holých, tak fólií v Cd pokrytí. Určené reakční rychlosti neutronů celého spektra a epikadmiových neutronů společně s nejistotami měření uvádí Tab. 4. Prezentované výsledky jsou pro fólie z přírodního uranu.

DU Fólie	Pozice v AZ	d [mm]	m [mg]	δ_m [%]	Pokrytí
F1	E4	0,700	356,0	0,14	-
F2	E4	0,700	340,5	0,15	Cd
F3	C3	0,700	308,5	0,16	-
F4	C3	0,700	325,0	0,15	Cd
F5	C2	0,700	384,5	0,13	-
F6	C2	0,700	348,0	0,14	Cd

NU Fólie	Pozice v AZ	d [mm]	m [mg]	δ_m [%]	Pokrytí
F10	C3	0,178	264,1	0,19	-
F11	C3	0,178	197,8	0,25	Cd
F12	C2	0,178	251,7	0,20	-
F13	C2	0,178	175,4	0,29	Cd

Pozn: DU = ochuzený uran (0,3 hm.% ^{235}U) ve formě U_3O_8
 $\rho(\text{U}_3\text{O}_8) = 8,3 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$.

Pozn: NU = přírodní uran (0,711 hm.% ^{235}U) v kovové formě
 $\rho(\text{U}) = 19,1 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$.

Tab. 3: Charakteristiky použitých aktivačních detektorů ve formě uranových fólií a specifikace jejich umístění na pozice aktivní zóny VR-1.

Na základě měření reakčních rychlostí byly v pozicích E4, C3 a C2 aktivní zóny výzkumného tepelného reaktoru VR-1 určovány spektrální indexy: kadmiový poměr r_{Cd} , spektrální index pro radiační záchyt epitermálních neutronů na ρ^{28} , poměr radiačního záchyt ku štěpení ^{238}U pro neutrony všech energií α^{28} a epikadmiovými neutrony α_{epi}^{28} , definované v sekci 1.1.5. Kadmiový poměr byl stanovován dvakrát, a to pomocí rychlostí záchytu (n,γ) a pomocí rychlostí štěpení (n,f).

Experimentálně stanovené spektrální indexy byly poměřovány s hodnotami získanými stochastickým výpočetním kódem Serpent 2.2.0 s knihovnou jaderných dat ENDF/B-VIII.0. Výpočetní model pro stanovení reakčních rychlostí aktivačními detektory byl vytvořen pracovníky katedry jaderných reaktorů FJFI ČVUT v Praze. Model je validován a verifikován vůči experimentům na VR-1 (viz publikace [7, 18]). V modelu byly pracovníkem katedry do simulace přidány zalaminované aktivační fólie na plexisklových držácích, jak odpovídalo experimentálním podmínkám. Statistika výpočtu uvažovala 10^6 simulovaných částic, 40 neaktivních cyklů a 2500 aktivních cyklů.

Výsledky experimentu, simulace i jejich poměrný vztah je zanesen v Tab. 5.

Spektrální indexy r_{Cd} , ρ^{28} určované pomocí reakčních rychlostí pro radiační záchyt ^{238}U obsahuje Tab. 6. Tabulka zpřehledňuje vztah velikosti daných indexů k pozici v aktivní zóně.

Pozice v AZ = C3			Fólie F10			Fólie F11(Cd)		
Interakce	Měření	Nuklid	$[R]$ [s^{-1}]	s_R [s^{-1}]	δ_R [%]	$[R]_{epi}$ [s^{-1}]	s_R [s^{-1}]	δ_R [%]
(n, γ)	M1-M3	^{239}U	40,2	0,8	1,9	31,9	0,6	1,9
	M4-M6	^{239}Np	25,24	0,06	0,3	21,86	0,06	0,3
	M7	^{239}Np	28,30	0,11	0,4	20,45	0,09	0,4
(n,f)	M1-M3	^{104}Tc	12,3	0,7	5,5	4,0	0,2	4,7
	M1-M3	^{134}Te	33,0	1,3	4,1	7,0	0,3	4,3
	M4-M6	^{97}Zr	27,6	0,3	0,9	5,56	0,07	1,3
	M7	^{140}La	6,44	0,11	1,7	1,10	0,07	6,8

Pozn.: Hodnoty R a směrodatné odchylky s_R násobeny $\times 10^{15}$

Pozice v AZ = C2			Fólie F12			Fólie F13(Cd)		
Interakce	Měření	Nuklid	$[R]$ [s^{-1}]	s_R [s^{-1}]	δ_R [%]	$[R]_{epi}$ [s^{-1}]	s_R [s^{-1}]	δ_R [%]
(n, γ)	M1-M3	^{239}U	21,3	0,4	1,9	14,9	0,3	1,9
	M4-M6	^{239}Np	20,95	0,05	0,3	16,53	0,04	0,3
	M7	^{239}Np	20,09	0,08	0,4	15,91	0,07	0,4
(n,f)	M1-M3	^{104}Tc	9,2	0,5	5,4	2,55	0,12	4,8
	M1-M3	^{134}Te	27,98	1,10	3,9	4,7	0,2	4,2
	M4-M6	^{97}Zr	26,1	0,2	0,9	4,10	0,05	1,2
	M7	^{140}La	5,12	0,07	1,4	0,61	0,05	7,6

Pozn.: Hodnoty R a směrodatné odchylky s_R násobeny $\times 10^{15}$

Tab. 4: Stanovené hodnoty reakčních rychlostí pro radiační záchyt na ^{238}U a štěpení ^{238}U ($[R]$ neutrony z celého spektra, $[R]_{epi}$ epikadmiovými neutrony) vztažených na jedno jádro ^{238}U v dvou pozicích aktivní zóny (AZ) reaktoru VR-1. Aktivační fólie z přírodního uranu (F10-F13) ozařovány holé či v kadmiovém pokrytí (Cd). Výsledky analýz spekter krátkodobých (M1-M3), střednědobých (M4-M6) a dlouhodobých produktů (M7).

2.4 Diskuze výsledků

2.4.1 Statistické chyby výsledků

Experimentální hodnoty reakčních rychlostí pro (n, γ) a (n,f) reakce byly určeny s poměrně vysokými přesnostmi. Do chyby výsledné reakční rychlosti byly započítány nejistoty dané chybou poločasu rozpadu $\delta_{T_{1/2}}$, chybou stanovení hmotnosti uranové fólie δ_m a tedy počtu terčových jader, plochy pod fotopíkem v gama spektru δ_S , chybou intenzity gama linky δ_I a pro štěpení také chybou výtěžku ze štěpení δ_Y .

Pozice v AZ = E4	Fólie z ochuzeného uranu - F1, F2(Cd)						
	Experiment (E)			Serpent (S)			S/E
Spektrální index (SI)	SI	s_{SI}	δ_{SI} [%]	SI	s_{SI}	δ_{SI} [%]	SI_S/SI_E
$r_{Cd}(n,\gamma)$	1,319	0,004	0,3	1,22	0,03	2,2	0,925
$r_{Cd}(n,f)$	3,88	0,05	1,3	0,94	0,03	3,1	0,242
ρ^{28}	3,13	0,04	1,2	4,6	0,5	12,0	1,452
α^{28}	1,48	0,011	0,7	20,9	0,5	2,6	14,116
α_{epi}^{28}	4,01	0,04	1,0	16,0	0,4	2,8	3,994

Pozice v AZ = C3	Fólie z ochuzeného uranu - F3, F4(Cd)						
	Experiment (E)			Serpent (S)			S/E
Spektrální index (SI)	SI	s_{SI}	δ_{SI} [%]	SI	s_{SI}	δ_{SI} [%]	SI_S/SI_E
$r_{Cd}(n,\gamma)$	1,28	0,02	1,9	1,30	0,03	2,7	1,012
$r_{Cd}(n,f)$	3,63	0,05	1,46	1,04	0,04	3,7	0,286
ρ^{28}	3,6	0,3	8,5	3,4	0,4	11,7	0,947
α^{28}	1,19	0,01	0,9	20,9	0,5	2,6	17,586
α_{epi}^{28}	3,46	0,04	1,1	16,0	0,4	2,8	4,633

	Fólie z přírodního uranu - F10, F11(Cd)						
	Experiment (E)			Serpent (S)			S/E
Spektrální index (SI)	SI	s_{SI}	δ_{SI} [%]	SI	s_{SI}	δ_{SI} [%]	SI_S/SI_E
$r_{Cd}(n,\gamma)$	1,20	0,03	2,2	1,22	0,04	3,0	1,017
$r_{Cd}(n,f)$	4,78	0,07	1,5	1,01	0,05	4,5	0,211
ρ^{28}	4,9	0,6	13,2	4,5	0,7	16,4	0,911
α^{28}	0,97	0,01	0,9	22,5	0,8	3,4	23,171
α_{epi}^{28}	4,05	0,05	1,2	18,6	0,8	4,2	4,592

Pozice v AZ = C2	Fólie z ochuzeného uranu - F5, F6(Cd)						
	Experiment (E)			Serpent (S)			S/E
Spektrální index (SI)	SI	s_{SI}	δ_{SI} [%]	SI	s_{SI}	δ_{SI} [%]	SI_S/SI_E
$r_{Cd}(n,\gamma)$	1,44	0,02	1,3	1,39	0,04	2,8	0,966
$r_{Cd}(n,f)$	5,39	0,08	1,49	0,96	0,04	4,5	0,179
ρ^{28}	2,26	0,10	4,4	2,5	0,3	9,9	1,123
α^{28}	1,139	0,010	0,9	26,9	1,0	3,6	23,595
α_{epi}^{28}	4,93	0,06	1,2	18,6	0,7	4,0	3,770

	Fólie z přírodního uranu - F12, F13(Cd)						
	Experiment (E)			Serpent (S)			S/E
Spektrální index (SI)	SI	s_{SI}	δ_{SI} [%]	SI	s_{SI}	δ_{SI} [%]	SI_S/SI_E
$r_{Cd}(n,\gamma)$	1,27	0,03	2,0	1,35	0,05	3,6	1,067
$r_{Cd}(n,f)$	6,08	0,09	1,5	0,91	0,05	5,9	0,149
ρ^{28}	3,7	0,4	9,5	2,8	0,4	13,9	0,758
α^{28}	1,02	0,01	0,8	31,8	1,4	4,3	31,169
α_{epi}^{28}	5,01	0,06	1,2	21,3	1,1	5,4	4,254

Tab. 5: Spektrální indexy stanovené experimentálně metodou neutronové aktivace a vypočtené stochastickým kódem Serpent. Rozdělení dat na základě pozic v aktivní zóně VR-1.

Největší podíl měla na chybě zpravidla chyba plochy pod píkem. To, s jakou přesností mohla být plocha fotopíku stanovena záviselo na konkrétních podmínkách gama spektrometrie a konkrétní reakci. Díky mnohem vyššímu účinnému průřezu pro radiační záchyt na ^{238}U než pro štěpení ^{238}U byla aktivita od produktů (n, γ)

Pozice v AZ	E4	C3		C2	
Uranové fólie	DU	DU	NU	DU	NU
$r_{Cd,E}$	1,319	1,28	1,20	1,44	1,27
$r_{Cd,S}$	1,22	1,30	1,22	1,39	1,35
$r_{Cd,S}/r_{Cd,E}$	0,925	1,012	1,017	0,966	1,067
ρ_E^{28}	3,13	3,6	4,9	2,26	3,7
ρ_S^{28}	4,6	3,4	4,5	2,5	2,8
ρ_S^{28}/ρ_E^{28}	1,452	0,947	0,911	1,123	0,758

Tab. 6: Kadmiový poměr a index ρ^{28} stanovené experimentálně (E) a kódem Serpent (S) pro různé pozice v aktivní zóně reaktoru VR-1.

reakce mnohem vyšší a píky ve spektru byly výraznější (chyby běžně pod 0,5 %) než pro produkty štěpení (ty většinou 2-5 %). Čas při kterém byl daný produkt sledován byl na přesnost určení plochy pod fotopíkem také důležitý, neboť aktivita produktu klesá v čase exponenciálně. Produkty sledované v časech vyšších jak $5 \times T_{1/2}$ dosahovaly obecně vysokých chyb, nebo nebyly ve spektru vůbec detekovatelné.

Druhou veličinou určovanou přímým měřením byla hmotnost uranové fólie. Chyby dosahovaly hodnot pod 0,3% a byly dány především chybou měřidla. Při srovnání s chybami plochy pod píkem plné absorpce je patrné, že chyby hmotností fólií jsou významné, až srovnatelné pro reakční rychlosti záchyty (n, γ) a ne moc podstatné štěpení (n,f). Pro zvýšení přesnosti měření veličin spojených s rychlostí radiačního záchyty na ^{238}U by bylo vhodné zvýšit přesnost stanovení hmotnosti např. vyšším počtem měření. Chyba hmotnosti se přímo úměrná chybě počtu terčových jader a velikost relativní chyby je ze vztahu (31) při neuvažování chyb jaderných dat dokonce stejná.

Zbylé chyby započítané do nejistot reakčních rychlostí jsou chybami veličin braných z knihoven jaderných dat. Nejvyšších hodnot relativních chyb dosahují intenzity gama linek. Pro krátkodobé sledované produkty byly chyby δ_I kolem 3%, nejvíce 4,8 %, a směrem k dlouhodobým produktům se snižovaly na hodnoty ~ 1 %. Pro štěpné produkty byly významné také chyby jejich výtěžku ze štěpení. Ty se pohybovaly od 0,7 do 2,8 %. Chyby poločasů rozpadu byly většinou nízké v rozsahu 0,01 - 1 %.

Statistická přesnost reakčních rychlostí byla zvyšována opakováním měření a kombinací výsledků různých produktů. Výsledné experimentální chyby reakčních rychlostí se tak pro radiační záchyt snížily na přibližně na 0,25 % a pro štěpení na hodnoty blízké 1,1 %.

Chyby spektrálních indexů se v podstatě řídí chybami reakčních rychlostí, ale jsou obecně vyšší. Např. kadmiový poměr byl stanoven s přesností pod 2,2 %. Poměr ρ^{28} , který lze vypočítat pomocí $r_{Cd}(n, \gamma)$ dosahuje nejvyšších statistických chyb a to v závislosti na chybě kadmiového poměru v různých místech aktivní zóny 1,3 až 13,2 %. Poměry α^{28} , α_{epi}^{28} dosahují díky kombinacím výsledků od různých produktů štěpení nízkých chyb v rozsahu 0,7 - 1,2 %.

2.4.2 Systematické chyby výsledků

Přítomnost systematických chyb je pro provedený experiment nevyhnutelná. Jak bylo uvedeno teoretické části práce, lze je vhodnými korekcemi potlačovat. V rámci práce byly uvažovány časové korekce měření, korekce na vlastnosti detekční soustavy a korekce na samostínění gama záření popsané v sekci 1.2.4. Nezahrnuté korekce mají logicky vliv na správnost výsledku, a to především na velikosti reakčních rychlostí. Při výpočtech spektrálních indexů se ale reálně řada efektů, které by se daly korekcemi uvažovat, vyruší.

Velikosti systematických chyb lze odhadovat při srovnání experimentálních výsledků s výsledky získanými kódem *Serpent*. Protože i simulace stochastickým kódem dává různé hodnoty pro fólie z ochuzeného a přírodního uranu, je vhodné spektrální indexy měřené různými druhy aktivačních fólií porovnávat zvlášť. Pro reakce založené na radiačním záchytu (n, γ) se výsledky liší příliš neliší, a sice v rozahu 1,2 - 8 %. Nejvyšší shoda experimentálních a simulací získaných výsledků je na pozici C3. Nejnižší shoda naopak nastává pro kadmiový poměr v pozici E4 aktivní zóny. Rozdíly mezi výsledky simulace a experimentu kadmiových poměrů r_{Cd} se logicky propagují do rozdílů ρ^{28} . Poměrem se pak ρ^{28} z experimentu a simulace liší až v řádech desítek procent.

Experimentální spektrální indexy založené na štěpné reakci na ^{238}U se od výsledků daných stochastickými výpočty liší velmi výrazně a nelze je považovat za shodné. Pravděpodobnost výskytu systematických chyb je tak pro indexy α^{28} , α_{epi}^{28} a kadmiový poměr vypočtený ze štěpení očekávána vysoká. Správnost experimentálně získaných výsledků je tudíž nepravděpodobná. Protože taková míra odlišnosti postihuje měření spektrálních indexů založených na štěpení, očekává se, že chyba bude zapříčiněna přítomností štěpného izotopu ^{235}U . V reaktorech s tepelným spektrem neutronů, jakým je i VR-1, je štěpení na ^{235}U velmi významné a chyba se propisuje do správnosti určení výtěžku štěpných produktů. Při znalosti lokální hustoty toku neutronů lze, jak navrhuje literatura [?], využít korigovanou hodnotu výtěžku, zahrnující také štěpení na ^{235}U .

Neznalost přesného obohacení a formy fólií z ochuzeného uranu představuje jistě systematickou chybu. Tato může být podstatná pro přesná měření reakčních rychlostí, ale pro spektrální indexy se neprojeví. Při uvedení výsledků měření byly tedy brány v potaz jen reakční rychlosti měřené na fóliích z přírodního uranu. Spektrální indexy byly již určované měřeními s oběma druhy aktivačních fólií.

2.4.3 Odhad charakteru spektra VR-1 pomocí spektrální indexů

Z Tab. 6 je patrné, že kadmiový poměr r_{Cd} roste se vzdáleností od středu aktivní zóny. Napovídají tomu hodnoty z pozic C3 a C2. Na pozici E4 je kadmiový poměr poněkud vyšší než v C3, což je pravděpodobně dáno vlivem nějaké systematické chyby. Uvažovaným vlivem může být např. blízký blok grafitového reflektoru, který nahrazuje zdroj rychlých neutronů ve formě palivových článků a navíc funguje jako moderátor. Jelikož ale stochastický výpočet tuto chybu nevykazuje, jedná se pravděpodobně o jiný efekt.

Protože byly spektrální indexy měřeny pouze na nízkém počtu pozic, nelze provedeným experimentem mapovat detailně spektrum celé aktivní zóny VR-1. Míru termalizace lze ale sledovat lokálně pomocí r_{Cd} . Vývoj spektrálního indexu pro radiační záchyt epitermálních neutronů na ^{238}U dále ukazuje, že v částech blíže středu aktivní zóny dochází k vyšší absorpci (n,γ) epitermálních neutronů. Celkově lze tedy očekávat, že podíl epitermálních neutronů ku tepelným neutronům bude s radiální vzdáleností od středu aktivní zóny klesat. Což ostatně odpovídá difuzní teorii tepelných reaktorů. S vývojem spektra neutronů souvisí také vývoj příslušných hustot toku neutronů, distribuce štěpných reakcí na ^{235}U a následně také rozložení výkonu v aktivní zóně reaktoru.

Další využití spektrálních indexů, která však v rámci této bakalářské práce nebyla podrobněji zkoumána, jsou uvedena v oddílu 1.3.

3 Závěr

V této bakalářské práci byl nabídnut vhled do teorie neutronově-fyzikálních charakteristik aktivní zóny stacionárního jaderného reaktoru a využití spektrálních indexů k jejich stanovování. Byla představena metoda měření různých reakčních rychlostí metodou neutronové aktivace aktivačních detektorů kombinovanou s jadernou gama spektrometrií.

S využitím popsaných metod stanovení reakčních rychlostí byl proveden experiment zaměřující se na určení vybraných spektrálních indexů v různých pozicích aktivní zóny výzkumného reaktoru VR-1 provozovaného katedrou jaderných reaktorů FJFI ČVUT v Praze. Během ozařovacích experimentů ochuzených uranových fólií a fólií z přírodního uranu se podařilo změřit kadmiový poměr r_{Cd} a spektrální index pro radiační záchyt epitermálních neutronů na ^{238}U založené na reakcích $^{238}\text{U}(n,\gamma)$ s poměrně dobrou statistickou přesností.

Experimentální data byla poměřována s hodnotami vypočtenými stochastickým kódem Serpent 2.2.0 využívající knihovnu dat ENDF/B-VIII.0. Nejvýraznější shody bylo dosaženo při měření kadmiového poměru, kdy se experimentální data a simulace lišily do 8 %. Závislostí indexu ρ^{28} na r_{Cd} pak způsobila úměrně vyšší rozdíly mezi experimentem a simulací. Měřené poměry reakčních rychlostí pro radiační záchyt a štěpení na ^{238}U , resp. radiační záchyt a štěpení ^{238}U epitermálními neutrony nevykazují s výpočetním kódem žádnou shodu. Statistické a systematické chyby měření byly s společně s důsledky experimentu pro neutronově-fyzikální charakteristiky aktivní zóny reaktoru VR-1 rozebírány v diskuzi výsledků 2.4.

Literatura

- [1] ANDO, M., T. NEMOTO, K. TSUJIMOTO, T. OSUGI a Y. KATO. JAPAN ATOMIC ENERGY RESEARCH INSTITUTE. *Reactor Engineering Department Annual Report (April 1,1996- March 31,1997): Analysis of Reaction Rate Ratios Experiments for Moderator Added Fast Reactor Cores*. 1997. JAERI-Review 97-011, JP9805018.
- [2] BITELLI, Ulysses d-Utra a Adimir dos SANTOS. Experimental Determination of the Spectral Indices 28ρ and 25δ of the IPEN/MB-01 Reactor. *Journal of Nuclear Science and Technology*. 2014, 2014-08-27, **39**(sup2), 932-935. ISSN 0022-3131. Dostupné z: doi:10.1080/00223131.2002.10875252
- [3] BROWN, D.A., M.B. CHADWICK, R. CAPOTE, et al. ENDF/B-VIII.0: The 8 th Major Release of the Nuclear Reaction Data Library with CIELO-project Cross Sections, New Standards and Thermal Scattering Data. *Nuclear Data Sheets*. 2018, **148**, 1-142. ISSN 00903752. Dostupné z: doi:10.1016/j.nds.2018.02.001
- [4] DAAVETILA, D. A., W. F. GILBERT, L. L. LAWYER, K. C. RUZICH, J. SPALEK a W. J. STURM. *A Manual of Reactor Laboratory Experiments*. 1965. USA: ANL, 1965. 4577001. Dostupné také z: <https://doi.org/10.2172/4577001>
- [5] D'ARDENNE, W. H. et al. 1964. MIT-2344-2.
- [6] DOS SANTOS, Adimir, Leda C.C.B. FANARO a Rogério JEREZ. The experimental determination and evaluation of the spectral indices of the IPEN/MB-01 reactor for the IRPhE project. *Annals of Nuclear Energy*. 2013, **59**, 126-138. ISSN 03064549. Dostupné z: doi:10.1016/j.anucene.2013.03.049
- [7] FEJT, F., P. SUK, J. FRYBORT a J. RATAJ. Utilization of PARCS/Serpent in small-scale reactor — Multiplication factor, rod worth, and transient. *Annals of Nuclear Energy*. 2022, **166**. ISSN 03064549. Dostupné z: doi:10.1016/j.anucene.2021.108757
- [8] FIORITO, L., C.J. DIEZ, O. CABELLOS, A. STANKOVSKIY, G. VAN DEN EYNDE a P.E. LABEAU. Fission yield covariance generation and uncertainty propagation through fission pulse decay heat calculation. *Annals of Nuclear Energy*. 2014, **69**, 331-343. ISSN 03064549. Dostupné z: doi:10.1016/j.anucene.2014.01.038

- [9] FRÝBORT, J. a L. FRÝBORTOVÁ. *Základy fyziky jaderných reaktorů 2: Difuzní teorie reaktoru* [přednáška]. Praha: KJR FJFI ČVUT v Praze, Letní semestr 2023.
- [10] HEŘMANSKÝ, Bedřich. *Jaderné reaktory*. Praha: SNTL, 1981. ISBN 621-039-5.
- [11] CHADWICK, M.B., M. HERMAN, P. OBLOŽINSKÝ, et al. ENDF/B-VII.1 Nuclear Data for Science and Technology: Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data. *Nuclear Data Sheets*. 2011, **112**(12), 2887-2996. ISSN 00903752. Dostupné z: doi:10.1016/j.nds.2011.11.002
- [12] KRANZ, A. Z. *Measurements of Thermal Utilization, Resonance Escape Probability, and Fast Fission Factor of Water Moderated Slightly Enriched Uranium Lattices*. 1955. Westinghouse Bettis Lab Report WAPD-124.
- [13] KRANZ, A. Z. a G. G. SMITH. *A Second Report on Measurements of f , p and e of Water Moderated Slightly Enriched Uranium Lattices*. 1956. WAPD-151.
- [14] LAMARSCH, John R. a Anthony J. BARATTA. *Introduction to Nuclear Engineering*. 3rd ed. New Jersey: Prentice-Hall, 2001. ISBN 0-201-82498-1.
- [15] LEPPÄNEN, Jaakko, Maria PUSA, Tuomas VIITANEN, Ville VALTAVIRTA a Toni KALTIAISENAHO. The Serpent Monte Carlo code: Status, development and applications in 2013. *Annals of Nuclear Energy*. 2015, **82**, 142-150. ISSN 03064549. Dostupné z: doi:10.1016/j.anucene.2014.08.024
- [16] MURA, Luís Felipe Liambos, Adimir DOS SANTOS, Douglas Borges DOMINGOS, Pedro Carlos Russo ROSSI a Rogério JEREZ. The experimental determination of the $^{238}\text{U}(n,\gamma)$ and total fission reaction rates along the pellet radius of the IPEN/MB-01 reactor. *Annals of Nuclear Energy*. 2017, **99**, 399-409. ISSN 03064549. Dostupné z: doi:10.1016/j.anucene.2016.09.046
- [17] NAKAJIMA, Ken, Masanori AKAI, Toshihiro YAMAMOTO, Masao HASHIMOTO a Takenori SUZAKI. Measurements and Analyses of the Ratio of ^{238}U Captures to ^{235}U Fission in Low-Enriched UO_2 Tight Lattices. *Journal of Nuclear Science and Technology*. 1994, **31**(11), 1160-1170. ISSN 0022-3131. Dostupné z: doi:10.1080/18811248.1994.9735273
- [18] NOVAK, Ondrej, Lubomir SKLENKA, M. MARGULIS a P. BLAISE. NEW SCRAM EXPERIMENTAL DEVICE AT TRAINING REACTOR VR-1. *EPJ Web of Conferences*. 2021, **247**. ISSN 2100-014X. Dostupné z: doi:10.1051/epjconf/202124708008

- [19] PARK, Byung-Gun, Byung Jin JUN, Gi-Doo KANG, Myong-Seop KIM, Han Jong YOO, Byun-Young CHUNG a Byungchul LEE. Measurement of the neutron flux distribution in a research reactor by neutron activation analysis. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*. 2021, **330**(2), 501-512. ISSN 0236-5731. Dostupné z: doi:10.1007/s10967-021-07837-2
- [20] PROFIO, A. Edward. *Experimental reactor physics*. New York: Wiley, c1976. ISBN 0-471-70095-9.
- [21] RATAJ, Jan. *Reactor physics course at VR-1 reactor: Jan Rataj ... [et al.]*. Vyd. 2. Praha: České vysoké učení technické v Praze, 2014. ISBN 978-80-01-05501-4.
- [22] RATAJ, Jan. *Experimentální neutronová fyzika: Interakce neutronů [přednáška]*. Praha: KJR FJFI ČVUT v Praze, Letní semestr 2023.
- [23] RATAJ, Jan, Ondřej HUML a Ľubomír SKLENKA. *Experimentální neutronová a reaktorová fyzika: laboratorní cvičení*. V Praze: České vysoké učení technické, 2016. ISBN 978-80-01-05904-3.
- [24] SKLENKA, Ľubomír a Lenka HERALTOVÁ. *Provozní reaktorová fyzika*. 2. přepracované vydání. V Praze: České vysoké učení technické, 2016. ISBN 978-80-01-05901-2.
- [25] SNOJ, L., A TRKOV, R. JAĆIMOVIĆ, P. ROGAN, G. ŽEROVNIK a M. RAVNIK. Analysis of neutron flux distribution for the validation of computational methods for the optimization of research reactor utilization. *Applied Radiation and Isotopes*. 2011, **69**(1), 136-141. ISSN 09698043. Dostupné z: doi:10.1016/j.apradiso.2010.08.019
- [26] STEFANIK, M. *Neutron Activation Analysis on Horizontal Radial Channel of VR-1 Training Reactor*. Prague, 2009. Master's Thesis. CTU Prague, Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering. Supervisor K. Katovsky.
- [27] STEFANIK, Milan, Karel KATOVSKY, Miroslav VINS, Jaroslav SOLTES a Lukas ZAVORKA. Neutron field for activation experiments in horizontal channel of training reactor VR-1. *Radiation Physics and Chemistry*. 2014, **104**, 302-305. ISSN 0969806X. Dostupné z: doi:10.1016/j.radphyschem.2014.05.047
- [28] STEFANIK, Milan, Jan RATAJ, Ondřej HUML a Lubomir SKLENKA. Study of dietary supplements compositions by neutron activation analysis at the VR-1 training reactor. *Radiation Physics and Chemistry*. 2017, **140**, 471-474. ISSN 0969806X. Dostupné z: doi:10.1016/j.radphyschem.2017.03.017
- [29] STEFANIK, Milan, Lubomir SKLENKA, Ondřej HUML a Jan RATAJ. Activation analysis of tibetan coins and thermal neutron flux measurement at the VR-1 training reactor. *Radiation Physics and Chemistry*. 2019, **155**, 304-309. ISSN 0969806X. Dostupné z: doi:10.1016/j.radphyschem.2018.06.032

- [30] ŠTEFÁNIK, M. *Neutronová aktivační analýza* [přednáška]. Praha: KJR FJFI ČVUT v Praze, Letní semestr 2023.
- [31] ŠTEFÁNIK, Milan. *Gama spektroskopie* [přednáška]. Praha: KJR FJFI ČVUT v Praze, Zimní semestr 2022.
- [32] VYBÍRAL, Bohumil. *Zpracování dat fyzikálních měření: Studijní text pro řešitele FO, studující fyziku na UHK a ostatní zájemce o fyziku* [online]. Vid. 1. 9. 2012. [cit. 2023-08-02]. Dostupné z: <http://fyzikalniolympiada.cz/texty/mereni.pdf>
- [33] WEITZBERG, A., I. KAPLAN a T. J. THOMSON. *Measurements of Neutron Capture in Lattices of Uranium Rods in Heavy Water*. 1962. MIT Report NYO-9659.
- [34] WOLBERG, J. R., T. J. THOMSON a I. KAPLAN. *A Study of the Fast Fission Effect in Lattices of Uranium Rods in Heavy Water*. 1962. MIT Report NYO-9661.
- [35] WOODRUFF, G. L. et al. 1965. MIT-2344-5.
- [36] WORLD NUCLEAR ASSOCIATION. Uranium and Depleted Uranium. In: *World-nuclear.org* [online]. © 2016-2023, updated November 2020 [cit. 2023-07-30]. Dostupné z: <https://world-nuclear.org/information-library/nuclear-fuel-cycle/uranium-resources/uranium-and-depleted-uranium.aspx>
- [37] IAEA. Depleted Uranium. In: *Iaea.org* [online]. © 1998—2023 [cit. 2023-07-30]. Dostupné z: <https://www.iaea.org/topics/spent-fuel-management/depleted-uranium>
- [38] NATIONAL NUCLEAR DATA CENTER. *ENSDF: Evaluated Nuclear Structure Data File* [online databáze]. [cit. 2023-05-30]. Dostupné z: <https://www.nndc.bnl.gov/ensdf>