

České vysoké učení technické v Praze  
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra jaderných reaktorů

Obor: Jaderné inženýrství



**Validace účinného průřezu  $^{63}\text{Cu}(n,g)$  ve střední  
části štěpného spektra**

**Validation of  $^{63}\text{Cu}(n,g)$  in intermediate range of  
fission spectra**

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Vypracoval: Bc. Jakub Beníšek  
Vedoucí práce: doc. Ing. Michal Košťál, Ph.D.  
Rok: 2024



## I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Beníšek** Jméno: **Jakub** Osobní číslo: **491244**  
Fakulta/ústav: **Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská**  
Zadávací katedra/ústav: **Katedra jaderných reaktorů**  
Studijní program: **Jaderné inženýrství**  
Specializace: **Jaderné reaktory**

## II. ÚDAJE K DIPLOMOVÉ PRÁCI

Název diplomové práce:

**Validace účinného průřezu  $^{63}\text{Cu}(n,g)$  ve střední části štěpného spektra**

Název diplomové práce anglicky:

**Validation of  $^{63}\text{Cu}(n,g)$  in intermediate range of fission spectra**

Pokyny pro vypracování:

1. Proveďte rešerši metodik používaných k charakterizaci střední části neutronového spektra v jaderném reaktoru.
2. Seznamte se s metodikou hodnocení reakčních rychlostí z aktivčních experimentů při použití nebudových terčů. Seznamte se s metodikou účinnosti kalibrace prostřednictvím matematického modelu HPGe v laboratořích LR-0.
3. Ve spolupráci s vedoucím DP proveďte experimentální měření reakčních rychlostí  $^{63}\text{Cu}(n,g)$  v různých neutronových filtrech.
4. Využijte vámi dosažená experimentální data a proveďte porovnání s výsledky vypočtenými na základě volně dostupného benchmarkového modelu speciální zóny s identifikovaným referenčním polem. Případné odchylky porovnejte s nejistotami.

Seznam doporučené literatury:

- [1] M. Košťál et al., Testing of various neutron filters in reference neutron field in LR-0 reactor for nuclear data validation and verification, Appl. Rad. and Isot., 169, (2021), 109566
- [2] A. Trkov et al., IRDFF-II: A New Neutron Metrology Library, Nuclear Data Sheets, Volume 163, January 2020, pp. 1-108
- [3] V. Radulović, et al., Use of boron nitride for neutron spectrum characterization and cross section validation in the epithermal range through integral activation measurements, Nucl. Instr. Meth. A, 840 (2016), pp. 5-14
- [4] Radiation Detection and Measurement, 4th Edition, Glenn F. Knoll, Wiley, ISBN: 978-0-470-13148-0, August 2010, 864 Pages
- [5] M. Kostal et al., VVER-1000 PHYSICS EXPERIMENTS HEXAGONAL LATTICES (1.275 CM PITCH) OF LOW ENRICHED U(3.3 WT.% U235)O2 FUEL ASSEMBLIES IN LIGHT WATER 75AS(N, 2N), 23NA(N,2N), 90ZR(N,2N), 89Y(N,2N) REACTION RATES; LR(0)-FUND-RESR-001 CRIT-RRATE; NEA/NSC/DOC(2006)1 Fundamental - FUND

Jméno a pracoviště vedoucí(ho) diplomové práce:

**doc. Ing. Michal Košťál, Ph.D. Centrum Výzkumu Řež**

Jméno a pracoviště druhé(ho) vedoucí(ho) nebo konzultanta(ky) diplomové práce:

**Ing. Evžen Losa, Ph.D. katedra jaderných reaktorů FJFI**

Datum zadání diplomové práce: **26.10.2023**

Termín odevzdání diplomové práce: **10.05.2024**

Platnost zadání diplomové práce: **26.10.2025**

  
doc. Ing. Michal Košťál, Ph.D.  
podpis vedoucí(ho) práce

  
podpis vedoucí(ho) ústavu/katedry

  
doc. Ing. Václav Čuba, Ph.D.  
podpis děkana(ky)

### III. PŘEVZETÍ ZADÁNÍ

Diplomant bere na vědomí, že je povinen vypracovat diplomovou práci samostatně, bez cizí pomoci, s výjimkou poskytnutých konzultací. Seznam použité literatury, jiných pramenů a jmen konzultantů je třeba uvést v diplomové práci.

6.12.2023

Datum převzetí zadání

Remíz

Podpis studenta



### Prohlášení

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

V Praze dne 10.5.2024

  
.....  
Bc. Jakub Beníšek

## **Poděkování**

Největší dík patří doc. Ing. Michalu Košťálovi, Ph.D. za vedení mé diplomové práce, za podnětné návrhy, které ji obohatily a za trpělivost při vysvětlování a hledání informací. Dále bych chtěl poděkovat Ing. Evženu Losovi, Ph.D., za pomoc při modelování v MCNP a Mgr. Janu Šimonovi za měření gama-spekter.

Bc. Jakub Beníšek

*Název práce:*

## **Validace účinného průřezu $^{63}\text{Cu}(n,g)$ ve střední části štěpného spektra**

*Autor:* Bc. Jakub Beníšek

*Studijní program:* Aplikace přírodních věd

*Obor:* Jaderné inženýrství

*Druh práce:* Diplomová práce

*Vedoucí práce:* doc. Ing. Michal Košťál, Ph.D.  
Centrum Výzkumu Řež

*Konzultant:* Ing. Evžen Losa, Ph.D.  
Katedra jaderných reaktorů FJFI

*Abstrakt:*

Diplomová práce se zabývá realizací a vyhodnocením aktivačního experimentu za účelem validace účinného průřezu reakce  $(n,g)$  na  $^{63}\text{Cu}$ . Měření probíhalo ve speciální aktivní zóně reaktoru LR-0 s referenčním polem neutronů. Stanovování reakčních rychlostí probíhala gama-spektrometricky pomocí HPGe detektoru s dostupným MCNP modelem. Výpočetním kódem MCNP byla v rámci experimentu počítána spektra neutronů v jednotlivých neutronových filtrech a následně reakční rychlosti, které byly porovnávány s experimentem. Součástí práce je i teoretický popis aktivačních měření, hodnocení a evaluace jaderných dat i popis speciální aktivní zóny s referenčním polem neutronů.

*Klíčová slova:* Reakční rychlost, Referenční neutronové pole, účinný průřez

*Title:*

## **Validation of $^{63}\text{Cu}(n,g)$ in intermediate range of fission spectra**

*Author:* Bc. Jakub Beníšek

*Degree programme:* Application of natural sciences

*Field of study:* Nuclear Engineering

*Type of thesis:* Master's degree project

*Supervisor:* doc. Ing. Michal Košťál, Ph.D.  
Research Centre Řež

*Consultant :* Ing. Evžen Losa, Ph.D.  
Department of Nuclear Reactors FJFI

*Abstract:*

The master thesis deals with the execution and evaluation of an activation experiment in order to validate the cross section of (n,g) reaction on  $^{63}\text{Cu}$ . The measurements took place in a special core of the LR-0 reactor with a reference neutron field. The determination of reaction rates was carried out gamma-spectrometrically using a HPGe detector with an available MCNP model. Within the experiment, MCNP computational code was used to calculate neutron spectra in individual neutron filters and reaction rates, which were subsequently compared with the experiment. The thesis also includes a theoretical description of activation measurements, evaluation and assessment of nuclear data, as well as a description of the special core of the LR-0 reactor with a reference neutron field.

*Key words:* Reaction rate, Reference neutron field, cross section

# Obsah

<b>Seznam použitých zkratk</b>	<b>xi</b>
<b>Seznam obrázků</b>	<b>xii</b>
<b>Úvod</b>	<b>1</b>
<b>1 Aktivační měření</b>	<b>3</b>
1.1 Neutronové interakce . . . . .	3
1.1.1 Pružný rozptyl . . . . .	3
1.1.2 Nepružný rozptyl . . . . .	4
1.1.3 Radiační záchyt . . . . .	4
1.1.4 Štěpení . . . . .	4
1.1.5 Produkce nabitých částic . . . . .	4
1.1.6 Multiplikační reakce neutronů . . . . .	4
1.1.7 Účinný průřez pro radiační záchyt . . . . .	4
1.2 Aktivační detektory . . . . .	5
1.3 Průběh aktivačního měření . . . . .	6
1.4 Gama-spektrometrie . . . . .	8
1.4.1 Interakce gama záření s látkou . . . . .	8
1.4.2 Interakce gama záření uvnitř detektoru . . . . .	10
1.4.3 Detektory gama záření . . . . .	13
1.5 Neutronové filtry . . . . .	15
<b>2 Jaderná Data</b>	<b>19</b>
2.1 Měření experimentálních dat . . . . .	19
2.2 Zhodnocení (evalua)ce jaderných dat . . . . .	20
2.3 Validace . . . . .	21
2.4 Datový formát ENDF . . . . .	21
2.4.1 Knihovna ENDF/B . . . . .	22
2.5 Příprava dat . . . . .	22
2.5.1 Kód NJOY . . . . .	22
2.6 Experimentální měření jaderných dat . . . . .	23
2.6.1 Integrální experimenty . . . . .	23
<b>3 Popis vybavení dostupného v CVŘ</b>	<b>25</b>
3.1 Reaktor LR-0 . . . . .	25
3.2 Referenční neutronové pole na reaktoru LR-0 . . . . .	27
3.2.1 Určení rozložení výkonu na LR-0 . . . . .	28
3.2.2 Určení rozložení hustoty toku neutronů v ozařovacím kanále . . . . .	30
3.2.3 Energetické spektrum neutronů v ozařovacím kanále . . . . .	31
3.3 Výpočetní kód MCNP . . . . .	32
3.3.1 MCNP model speciální AZ reaktoru LR-0 . . . . .	33
3.3.2 MCNP model HPGe detektoru . . . . .	33

---

<b>4</b>	<b>Experiment na reaktoru LR-0 v Řeži</b>	<b>37</b>
4.1	Příprava ozařovacího experimentu . . . . .	37
4.2	Ozařování na LR-0 . . . . .	39
4.3	Měření reakčních rychlostí . . . . .	40
4.4	Vyhodnocení měření reakčních rychlostí . . . . .	41
4.4.1	Sumační efekt koincidencí . . . . .	41
4.4.2	Výpočet detekční účinnosti . . . . .	41
4.4.3	Stínění v rezonancích . . . . .	42
4.4.4	Škálovací faktor . . . . .	43
4.4.5	Výsledné reakční rychlosti . . . . .	43
4.5	Stanovení reakčních rychlostí výpočtem . . . . .	44
4.5.1	Výpočet neutronových spekter v různých filtrech . . . . .	44
4.5.2	Výpočtové reakční rychlosti . . . . .	45
4.6	Porovnání výpočtu s měřením . . . . .	46
4.7	Spektrum v LiF . . . . .	48
4.8	Citlivostní analýza . . . . .	49
	<b>Závěr</b>	<b>53</b>
	<b>Literatura</b>	<b>55</b>
	<b>Přílohy</b>	<b>59</b>



# Seznam použitých zkratek

<b>AZ</b>	Aktivní zóna
<b>DEP</b>	Double escape peak (Peak dvojitého úniku)
<b>DP</b>	Diplomová práce
<b>FEP</b>	Full energy peak (Peak úplného pohlcení)
<b>KJR</b>	Katedra jaderných reaktorů
<b>MCNP</b>	Monte Carlo N-Particle
<b>NAA</b>	Neutronová aktivační analýza
<b>SEP</b>	Single escape peak (Peak jednoho úniku)
<b>VÚ</b>	Výzkumný úkol

# Seznam obrázků

1	Účinný průřez reakce $^{63}\text{Cu}(n,g)$ v knihovně ENDF/B-VIII, JEFF-3.3, IRDFF-II a JENDL-5 v 640 grupách. [1] . . . . .	1
1.1	Účinný průřez reakce $(n,g)$ na $^{63}\text{Cu}$ s vyznačenými oblastmi. [5] . . . . .	5
1.2	Příklad aktivačních detektorů různých materiálů. . . . .	6
1.3	Závislost aktivity na čase v průběhu aktivačního měření. . . . .	7
1.4	Schéma interakce fotoelektrický jev. [8] . . . . .	9
1.5	Schéma interakce Comptonův rozptyl. [8] . . . . .	9
1.6	Schéma interakce tvorba elektron-pozitronových párů. [8] . . . . .	10
1.7	Ukázka interakčních historií ve velkém detektoru. [8] . . . . .	10
1.8	Očekávané spektrum od velkého detektoru. [11] . . . . .	11
1.9	Ukázka interakčních historií v malém detektoru. [8] . . . . .	11
1.10	Očekávané spektrum od malého detektoru. [11] . . . . .	12
1.11	Ukázka interakčních historií v reálném detektoru. [8] . . . . .	12
1.12	Očekávané spektrum od reálného detektoru. [11] . . . . .	13
1.13	Schématické provedení scintilačního detektoru [8] . . . . .	13
1.14	Příklad kalibrační křivky detekční účinnosti HPGe detektoru na KJR. . . . .	14
1.15	Příklad energetické kalibrační křivky. . . . .	15
1.16	Účinné průřezy vybraných neutronových filtrů. [5] . . . . .	16
1.17	Neutronové spektrum v různých neutronových filtrech vypočtené v MCNP v AZ reaktoru LR-0 [15] . . . . .	17
2.1	Experimentálně měřené a zhodnocené účinné průřezy pro štěpení na $^{241}\text{Pu}$ . [17] . . . . .	21
3.1	Speciální konfigurace AZ reaktoru LR-0 použité při experimentu v kapitole 4. . . . .	26
3.2	Pohled na část palivového souboru LR-0 s distanční mřížkou. [27] . . . . .	27
3.3	Konfigurace speciální AZ reaktoru LR-0 s vyznačenými body měření axiálního výkonu. [29] . . . . .	27
3.4	Měření aktivity proutku (IFP) na HPGe detektoru. A-vertikální řez. B-horizontální řez. [29] . . . . .	28
3.5	Experimentálně určované axiální rozložení výkonu. [29] . . . . .	29
3.6	Porovnání experimentálního a vypočteného axiálního rozložení výkonu. [29] . . . . .	29
3.7	Vypočtené radiální rozložení výkonu ve speciální AZ LR-0 (šipka ukazuje palivový soubor, který byl měřený experimentálně). [30] . . . . .	30
3.8	Rozmístění aktivačních detektorů na držáku a v suchém kanále. [31] . . . . .	31
3.9	Konfigurace AZ použitých při experimentu [32]. [32] . . . . .	31
3.10	Neutronové spektrum v AZ o obohacení 3,3 % . [32] . . . . .	32
3.11	MCNP model speciální AZ reaktoru LR-0 s referenčním polem. . . . .	33

3.12	Rentgenový snímek HPGe detektoru. [26]	34
3.13	MCNP model HPGe detektoru na LR-0.	34
4.1	Hliníková pouzdra naplněná práškem B <sub>4</sub> C (vlevo) a LiF (vpravo).	37
4.2	Držák aktivačních detektorů a neutronových filtrů.	38
4.3	Průběh výkonu při ozařování.	39
4.4	Vyzdvihování suchého kanálu u reaktoru LR-0 po ukončení ozařování.	40
4.5	MCNP model použitý k výpočtu detekční účinnosti pro aktivační fólii Au 100 %.	42
4.6	Neutronová spektra v použitých neutronových filtrech.	45
4.7	Porovnání grupového účinného průřezu reakce <sup>55</sup> Mn(n,g) <sup>56</sup> Mn pro 640 grup v knihovnách IRDFF-II, ENDF/B-VII, JEFF-3.3 a JENDL-5.	47
4.8	Porovnání grupového účinného průřezu reakce <sup>63</sup> Cu(n,g) <sup>64</sup> Cu pro 640 grup v knihovnách IRDFF-II, ENDF/B-VII, JEFF-3.3 a JENDL-5 zaměřené na první rezonanci.	48
4.9	Porovnání vypočteného neutronového spektra v LiF-95% a LiF-100%.	49
4.10	Integrální průběh citlivosti v IRDFF-II pro reakci <sup>63</sup> Cu(n,g) <sup>64</sup> Cu.	50
4.11	Diferenciální průběh citlivosti v IRDFF-II pro reakci <sup>63</sup> Cu(n,g) <sup>64</sup> Cu.	51
12	Porovnání grupových účinných průřezů reakce <sup>197</sup> Au(n,g) <sup>198</sup> Au v knihovnách IRDFF-II, JEFF-3.3, ENDF/B-VIII a JENDL-5.	61
13	Porovnání grupových účinných průřezů reakce <sup>63</sup> Cu(n,g) <sup>64</sup> Cu v knihovnách IRDFF-II, JEFF-3.3, ENDF/B-VIII a JENDL-5.	61
14	Porovnání grupových účinných průřezů reakce <sup>55</sup> Mn(n,g) <sup>56</sup> Mn v knihovnách IRDFF-II, JEFF-3.3, ENDF/B-VIII a JENDL-5.	62
15	Srovnání integrální citlivosti ve voidu pro reakci <sup>63</sup> Cu(n,g) <sup>64</sup> Cu v knihovnách IRDFF-II, JEFF-3.3, ENDF/B-VIII a JENDL-5.	62
16	Srovnání diferenciální citlivosti v Cd filtru pro reakci <sup>63</sup> Cu(n,g) <sup>64</sup> Cu v knihovnách IRDFF-II, JEFF-3.3, ENDF/B-VIII a JENDL-5.	63
17	Srovnání účinných průřezů (n,g) reakcí na <sup>63</sup> Cu, <sup>55</sup> Mn a <sup>197</sup> Au v knihovně IRDFF-II.	63

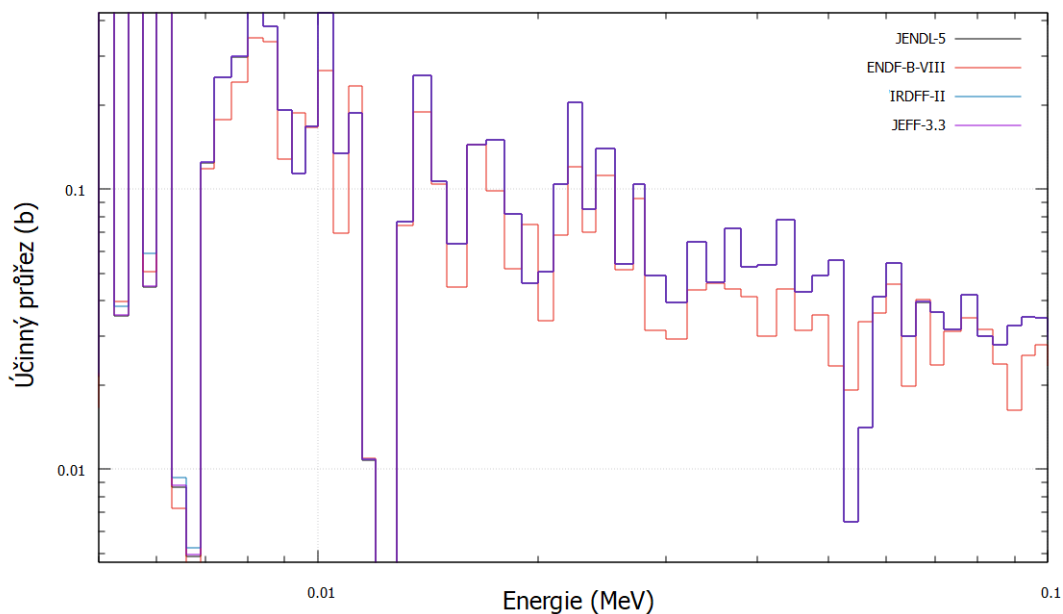


# Úvod

Přesná jaderná data jsou nejdůležitější součástí neutronové metrologie i neutronových aplikací. Měření a validace jaderných dat probíhá neustále, a i přesto se jednotlivé knihovny jaderných dat od sebe liší. Uživatel pak těžko může rozhodnout, kterou knihovnu použít. Dostupných knihoven je celá řada, ale pro neutronovou dozimetrii je důležitá zejména knihovna IRDFF (International Reactor Dosimetry and Fusion File). Proces validace probíhá pod záštitou Mezinárodní agentury pro atomovou energii, která tento proces skrze mezinárodní výzkumné projekty podporuje.

Cílem této diplomové práce je validovat účinný průřez reakce (n,g) na  $^{63}\text{Cu}$ . Validace spočívá v porovnání reakčních rychlostí změřených pomocí aktivačních detektorů v neutronovém poli reaktoru LR-0, s reakčními rychlostmi vypočítanými na základě spektra neutronů a účinných průřezů pocházejících z různých knihoven.

V knihovně ENDF/B-VIII jsou pro reakci  $^{63}\text{Cu}(n,g)$  patrné výrazné odchylky od ostatních knihoven. Na obrázku 1 je zobrazena část účinného průřezu reakce  $^{63}\text{Cu}(n,g)$  v knihovnách ENDF/B-VIII, JEFF-3.3, IRDFF-II s JENDL-5. Je patrné, že knihovna ENDF/B-VIII se od ostatních liší, a to zejména v oblasti od 50 keV do 100 keV. Úkolem této práce je zjistit, zdali a případně jak moc se odlišnost projeví ve vyčíslování reakčních rychlostí.



**Obrázek 1:** Účinný průřez reakce  $^{63}\text{Cu}(n,g)$  v knihovně ENDF/B-VIII, JEFF-3.3, IRDFF-II a JENDL-5 v 640 grupách. [1]

Důležitou podmínkou umožňující validaci je referenční neutronové pole na reaktoru LR-0. Referenční neutronové pole je stálé a reprodukovatelné pole neutronů

o dobře známých parametrech. Dostupnost takovýchto polí je ve světě poměrně úzká, což souvisí i se složitým validačním procesem. Celkem je ve světě validováno 21 referenčních polí a jedním z nich je i pole v ozařovacím kanálu speciální aktivní zóny na reaktoru LR-0 v Řeži u Prahy.

Samotný experiment spočívá v ozáření aktivačních detektorů z vybraných materiálů umístěných v různých neutronových filtrech. Následně je gama-spektrometricky určována reakční rychlost. V rámci přesnosti stanovování reakčních rychlostí hraje důležitou roli dostupnost MCNP modelu HPGe detektoru, na kterém měření probíhá. Díky tomu lze určit detekční účinnost pro každý aktivační detektor zvlášť a zvýšit tak přesnost měření. Takto získané reakční rychlosti jsou následně porovnávány s výpočtem v MCNP.



# Kapitola 1

## Aktivační měření

Aktivační měření spočívá v aktivaci materiálu o známém složení tak, že je vložen do radiačního pole za účelem měření charakteristik s tímto polem spojených. Radiační pole může být tvořeno různými částicemi, nejvíce jsou však využívány neutrony. Veličiny charakterizující neutronové pole jsou především hustota toku  $\phi$  a energetické spektrum neutronů. Pokud do neutronového pole vložíme materiál o známém složení, neutrony interagují s jádry vloženého materiálu a indukují v něm aktivitu, která může být následně změřena. Materiály k takovému účelu vytvořené se nazývají aktivační detektory. K měření aktivity slouží celá řada způsobů, nicméně pro účely této diplomové práce (DP) byla použita gama-spektrometrie. Spočívá v detekci záření gama, které doprovází radioaktivní přeměnu ozářeného materiálu. Detektory gama záření využívají interakce fotonů s látkou a vyžadují provedení kalibrace. Převážně se používají dva typy detektorů, a to scintilační nebo polovodičové. [2]

### 1.1 Neutronové interakce

Neutronové interakce popisují chování neutronů v látkovém prostředí a z hlediska aktivačních měření je důležité znát jejich popis i význam pro jednotlivé materiály. Neutron je částice bez elektrického náboje, a proto bez obtíží projde elektronovým obalem atomu a interaguje přímo s atomovým jádrem. Základní dělení reakcí je na absorpční a rozptylové. Mezi absorpční interakce patří reakce, při kterých dochází k absorpci neutronu terčovým jádrem, tj. radiační záchyt a štěpení. Mezi rozptylové interakce patří reakce, kdy se neutron od terčového jádra pouze odrazí, tj. pružný a nepružný rozptyl. Dále existují i další reakce, např. produkce nabitých částic a multiplikační reakce neutronů. Pravděpodobnost jednotlivých interakcí udává mikroskopický účinný průřez  $\sigma$ , jehož SI jednotkou je  $[\text{m}^2]$ , ale nejčastěji se uvádí v jednotce barn  $b = 10^{-28}\text{m}^2$ .

#### 1.1.1 Pružný rozptyl

Pružný rozptyl je reakce, při níž neutron narazí do terčového jádra, předá mu část své kinetické energie a rozptýlí se o úhel  $\theta$ . Jádro zůstává v základním stavu a energie, kterou od neutronu obdrží, je spotřebována pouze na změnu rychlosti. Dochází k zachování kinetické energie ve smyslu, že nedochází k přeměně energie na jiný druh, např. na excitační energii a vybuzení jádra do vyššího energetického stavu. [2]

### 1.1.2 Nepružný rozptyl

Nepružný rozptyl je opět rozptylová interakce neutronu na terčovém jádře, ale tentokrát se část kinetické energie neutronu spotřebuje na excitační energii jádra. Jádro se tak po interakci nachází ve vzbuzeném stavu, ve kterém krátce setrvává a následně se vrací do základního stavu typicky za emise gama záření. Jedná se o prahovou reakci tzn. je potřeba, aby neutron měl větší energii než je daný energetický práh konkrétní reakce. [3]

### 1.1.3 Radiační záchyt

Při radiačním záchytu dochází k pohlcení neutronu terčovým jádrem. Vzniká složené jádro v excitovaném stavu, který odpovídá energii neutronu navýšenou o vazebnou energii neutronu v jádře. Excitované složené jádro se následně dostává do základního stavu za emise gama záření. [3]

### 1.1.4 Štěpení

Další absorpční reakcí je štěpení. Neutron je absorbován terčovým jádrem za vzniku složeného jádra. To se následně rozpadá na dvě, někdy i tři menší jádra. Rozpad doprovází emise dvou až tří neutronů a uvolnění energie převážně ve formě kinetické energie štěpných trosek. Štěpení podléhají především těžká jádra, ve kterých převažují neutrony nad protony. [3]

### 1.1.5 Produkce nabitých částic

Do této skupiny spadají reakce, při kterých je neutron pohlcen terčovým jádrem a to je pak schopno emitovat nabitou částici, jako například proton, deuteron nebo  $\alpha$ -částice. V podstatě se jedná o absorpční reakce, nicméně se do této skupiny nezařazují. Některé reakce mohou být prahové. [3]

### 1.1.6 Multiplikační reakce neutronů

Multiplikační reakce neutronů jsou reakce produkující neutrony. Probíhají pouze u vysoce energetických neutronů a jsou vždy endotermické. Reakce jsou nezářivky používány při aktivačních měřeních. [3]

### 1.1.7 Účinný průřez pro radiační záchyt

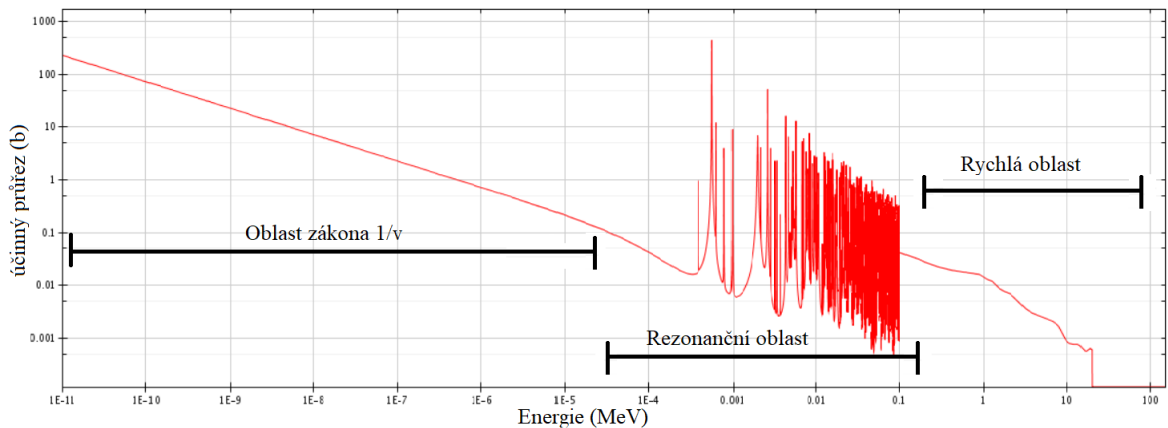
Tato DP se zabývá reakcí radiační záchyt, proto je zde uveden popis oblastí účinného průřezu pro onu reakci. Průběh účinného průřezu pro radiační záchyt lze rozdělit do tří oblastí:

1. Oblast zákona  $1/v$  (tepelné neutrony)
2. Oblast rezonancí (střední energie neutronů)
3. Rychlá oblast (rychlé neutrony)

V oblasti nízkých energií se průběh účinného průřezu řídí funkcí  $\frac{1}{\sqrt{E}} \frac{1}{v}$ , a proto se tato oblast nazývá oblast zákona  $1/v$ . [3]

Nad oblastí  $1/v$ , ve středních energiích se nachází rezonanční oblast. V rezonanční oblasti nabývá účinný průřez vysokých hodnot v konkrétních energiích, které odpovídají vysoké pravděpodobnosti vzniku složeného jádra. Tento fakt vychází z kvantové mechaniky, kde součet určité energie nalétávajícího neutronu a energie terčového jádra odpovídá energii složeného jádra v jednom z jeho excitovaných stavů. Tento jev se v průběhu účinného průřezu projeví výrazným nárůstem účinného průřezu, tedy vznikem rezonance. [4]

Při vyšších energiích se mezera mezi dvěma excitačními stavy složeného jádra zmenšuje a mezery mezi rezonancemi se dostávají na úroveň jejich šířky. V rychlé oblasti jsou rezonance natolik husté, že mezi sebou nejdou rozlišit a účinný průřez je tak hladkou a pomalu se měnící funkcí energie neutronu. [3]



**Obrázek 1.1:** Účinný průřez reakce  $(n,g)$  na  $^{63}\text{Cu}$  s vyznačenými oblastmi. [5]

## 1.2 Aktivační detektory

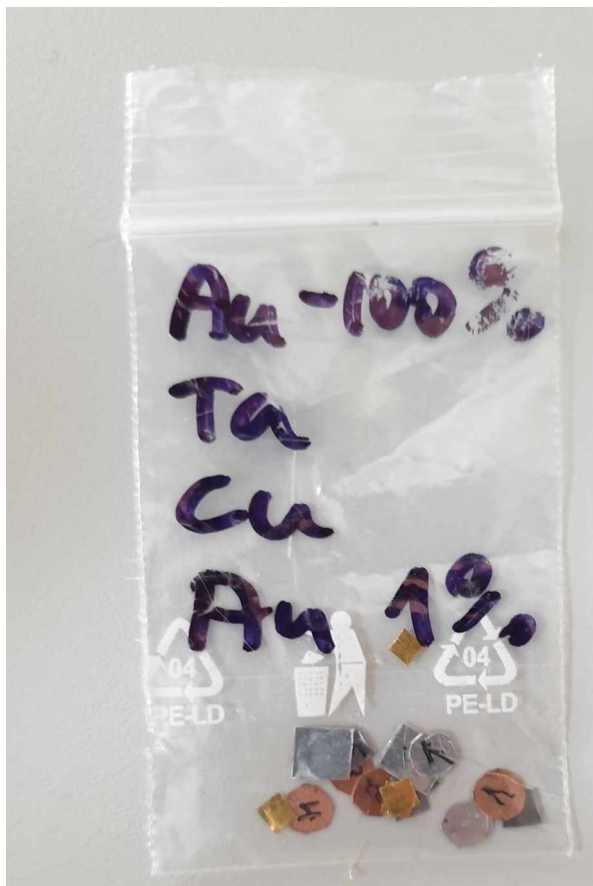
Aktivační detektory jsou obvykle dobře definované objekty z hlediska materiálového složení a geometrie. Slouží k nepřímému měření charakteristik neutronového pole nebo k měření účinných průřezů reakcí neutronů s jádry materiálu aktivačních detektorů. Měření probíhá tak, že aktivační detektor je vložen do neutronového pole, kde je ozařován po určitý čas. V rámci ozařování se v materiálu detektoru indukuje aktivita, která je po ukončení ozařování měřena.

Důležitým parametrem je závislost účinného průřezu materiálu detektoru na energii neutronu. Materiál bude přednostně reagovat na ty energie neutronů, pro které je účinný průřez vysoký. Reakce radiálního zachytu má typicky vysoké účinné průřezy v tepelné části energetického spektra, a proto materiály, ve kterých dominuje tato reakce, jsou používány k měření tepelných neutronů. Naopak reakce  $(n,p)$ ,  $(n,\alpha)$  a  $(n,2n)$  vyžadují určitou prahovou energii neutronů, a proto jsou využívány k detekci rychlých neutronů.

Aktivovaný materiál detektoru podléhá radioaktivnímu rozpadu, který je charakterizován poločasem rozpadu. Z hlediska aktivačních měření by poločas neměl být moc krátký, ale ani příliš dlouhý, optimální je několik hodin. Dlouhé poločasy vyžadují dlouhou dobu ozařování k získání saturované aktivity a velmi krátké poločasy vedou k poklesu aktivity ještě před tím, než stačí být naměřena.

Často bývá požadována vysoká čistota materiálu, aby se předešlo indukci nežádoucí aktivity v materiálu. Někdy je však poločas rozpadu nežádoucí aktivity

výrazně menší než poločas rozpadu měřené aktivity. To z hlediska měření nepředstavuje velký problém. Nežádoucí aktivita se nechá klesnout na zanedbatelnou úroveň a měřená aktivita je získána poté. Radioaktivní rozpad ozářeného materiálu probíhá obvykle za emise beta nebo gama záření. Tato DP je zaměřena na detekci gama záření, jednak kvůli malé samoabsorpci v aktivačním detektoru, a také kvůli relativně jednoduchému měření jeho energie. [6]



**Obrázek 1.2:** Příklad aktivačních detektorů různých materiálů.

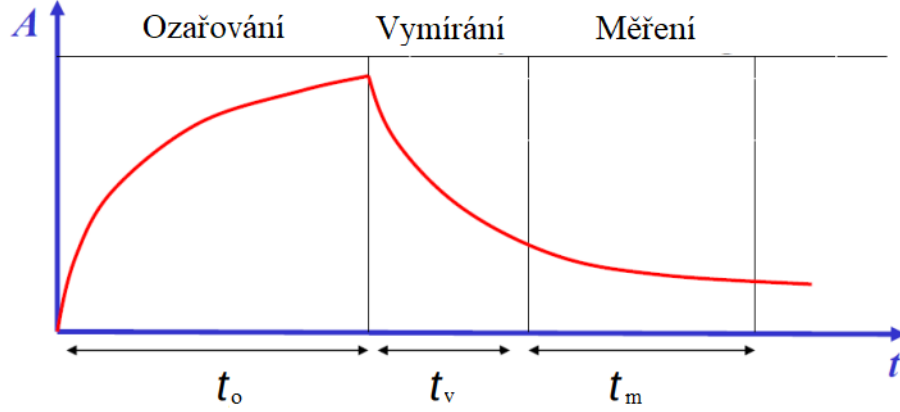
### 1.3 Průběh aktivačního měření

Aktivační detektor je vložen do neutronového pole, kde je ponechán po dobu ozařování  $t_0$ . Předpokládá se, že neutronové pole se během ozařování nemění a, že aktivační detektor pole neovlivňuje. V materiálu detektoru se indukuje aktivita, která se řídí bilanční rovnicí:

$$\frac{dN(t)}{dt} = P - \lambda \cdot N(t), \quad (1.1)$$

kde  $N(t)$  je počet aktivovaných jader v čase  $t$ ,  $P$  je rychlost produkce aktivních jader během ozařování a člen  $-\lambda \cdot N(t)$  představuje úbytek aktivity v čase radioaktivním rozpadem. Rovnice (1.1) má řešení pro podmínku  $N(0) = 0$ , která představuje předpoklad, že na začátku ozařování není ve vzorku žádná aktivita:

$$N(t) = \frac{P}{\lambda} \cdot (1 - e^{-\lambda t}). \quad (1.2)$$



**Obrázek 1.3:** Závislost aktivity na čase v průběhu aktivačního měření.

Řešení platí na intervalu  $\langle 0, t_o \rangle$ , tzn. po dobu ozařování. Ozařování trvá tak dlouho, než je dosaženo saturované aktivity, tj. cca 10 poločasů rozpadu. Po ukončení ozařování je aktivační detektor vyjmut z neutronového pole a připraven k měření aktivity. Mezi vyjmutím z ozařovacího pole a začátkem měření aktivity uplyne nějaký čas, po který se vzorek dále rozpadá, označený jako čas vymírání  $t_v$ . Na intervalu  $\langle t_o, t_v \rangle$  se pokles aktivity řídí rozpadovým zákonem:

$$A_v(t) = A_o(t_o) \cdot e^{-\lambda t} = N(t_o) \cdot \lambda \cdot e^{-\lambda t}. \quad (1.3)$$

Po uplynutí doby  $t_v$  je zahájeno měření, které trvá dobu  $t_m$ . Po tuto dobu se vzorek dále rozpadá podle rozpadového zákona, ale na detektoru lze zachytit pouze počet rozpadlých jader za časový okamžik  $t_m$ :

$$N_r = \int_0^{t_m} A_v(t_v) \cdot e^{-\lambda t} dt. \quad (1.4)$$

Řešení integrálu (1.4) je:

$$N_r = \frac{A_v(t_v)}{\lambda} \cdot (1 - e^{-\lambda t_m}). \quad (1.5)$$

Dosazením (1.2) a (1.3) do (1.4) vznikne:

$$N_r = \frac{1}{\lambda} \cdot e^{-\lambda t_v} \cdot (1 - e^{-\lambda t_m}) \cdot P \cdot (1 - e^{-\lambda t_o}). \quad (1.6)$$

Hodnotu  $N_r$  lze získat pomocí gama-spektrometrie aktivity indukované v aktivačním detektoru:

$$N_r = \frac{S(E_\gamma) \cdot \frac{t_{\text{real}}}{t_{\text{live}}}}{\epsilon(E_\gamma)_{\text{FEP}}^{\text{abs}} \cdot I(E_\gamma)}, \quad (1.7)$$

kde  $S(E_\gamma)$  je četnost gama-linky naměřená na detektoru,  $I(E_\gamma)$  je intenzita gama-linky získaná z tabulek,  $\epsilon(E_\gamma)$  je detekční účinnost detektoru,  $t_{\text{live}}$  je čas měření vzorku korigovaný na mrtvou dobu detektoru a  $t_{\text{real}}$  je celkový čas měření na detektoru  $t_m$ . Porovnáním vztahů (1.6) a (1.7) dostaneme předpis pro produkční rychlost, což je v podstatě hledaná saturovaná aktivita:

$$P = \frac{\lambda \cdot S(E_\gamma) \cdot \frac{t_{\text{real}}}{t_{\text{live}}}}{\epsilon(E_\gamma)_{\text{FEP}}^{\text{abs}} \cdot I(E_\gamma) \cdot (1 - e^{-\lambda t_o}) \cdot (1 - e^{-\lambda t_{\text{real}}}) \cdot e^{-\lambda t_v}}. \quad (1.8)$$

Následně lze ze vztahu  $P = N_0 \cdot R_R$  vyjádřit reakční rychlost ve tvaru:

$$R_R = \frac{\lambda \cdot S(E_\gamma) \cdot \frac{t_{\text{real}}}{t_{\text{live}}}}{N_0 \cdot \epsilon(E_\gamma)_{\text{FEP}}^{\text{abs}} \cdot I(E_\gamma) \cdot (1 - e^{-\lambda t_0}) \cdot (1 - e^{-\lambda t_{\text{real}}}) \cdot e^{-\lambda t_v}}. \quad (1.9)$$

Předpisy (1.8) a (1.9) lze získat dvě základní veličiny aktivačních měření, tj. saturovanou aktivitu  $P$ , která udává počet rozpadlých jader za sekundu a reakční rychlost  $R_R$ , která udává počet reakcí za 1 sekundu na jedno terčové jádro. [2]

## 1.4 Gama-spektrometrie

V rámci aktivačních měření je gama-spektrometrie využívána k měření aktivity ozářeného aktivačního detektoru. Aktivovaný materiál podléhá radioaktivnímu rozpadu, který je doprovázen emisí specifického gama záření. Existují tabulky, jež obsahují výčet radionuklidů, energie i radiační výtěžky částic, které emitují. Jedná se např. o online databázi [7], kde lze k ozářeným prvkům přiřadit energie emitovaného gama záření a nebo naopak k naměřeným energiím dohledat radionuklid, který je emituje. Při aktivačních měřeních je zpravidla ozařovaný materiál znám, a tak se tabulky používají k vybrání vhodné gama-linky za účelem měření aktivity.

Detektory využívané k detekci gama záření jsou založeny na principu interakcí fotonů s látkou. Převážně se využívají dva základní typy detektorů: scintilační a polovodičové. Obě zařízení jsou schopny diferenciálního měření, tzn. dokážou změřit energii částice. Výstupem gama-spektrometrie je energetické spektrum, což je závislost počtu částic na energii. Energetické spektrum závisí na velikosti detekční oblasti přístroje a obsahuje řadu charakteristických oblastí, jež budou popsány níže.

### 1.4.1 Interakce gama záření s látkou

Jak již bylo uvedeno, interakce gama záření s látkou hrají důležitou roli při detekci fotonů a mají vliv na výstupní energetické spektrum. Interakcí gama záření s látkou existuje celá řada, ale významnou roli hrají pouze tři: fotoelektrický jev, Comptonův rozptyl a tvorba elektron-pozitronových párů.

#### Fotoelektrický jev

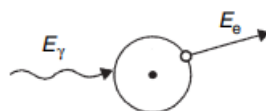
Fotoelektrický jev je interakce fotonu o energii  $E_\gamma$  s elektronem, který je vázán v elektronovém obalu atomu. Při interakci foton předává svojí energii elektronu a sám zanikne. Elektron je uvolněn z vazby a obdrží kinetickou energii:

$$E_e = E_\gamma - E_b, \quad (1.10)$$

kde  $E_b$  je energie, s jakou je elektron vázán ve slupce. Atom je tak zbaven elektronu a je ponechán v excitovaném stavu. Do základního stavu se dostává dvěma způsoby. Excitační energie může být rozdělena mezi zbývající elektrony, což může způsobit emisi dalších elektronů a nebo vzniklou vakanci zaplní elektron s vyšší energií, což vede k emisi charakteristického rentgenového záření.

Pravděpodobnost, že foton bude interagovat právě fotoelektrickým jevem je vyjádřena účinným průřezem, který závisí na energii fotonu a protonovém čísle atomu.





**Obrázek 1.4:** Schéma interakce fotoelektrický jev. [8]

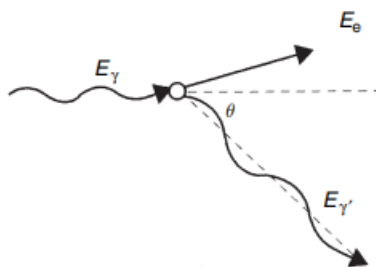
Zpravidla jde o závislost:

$$\sigma_f = \frac{Z^n}{E_\gamma^m}, \quad (1.11)$$

kde  $n$  a  $m$  se pohybují mezi hodnotami 3 a 5. [8,9]

### Comptonův rozptyl

Comptonův rozptyl je přímá interakce fotonu s elektronem. Nalétávající foton o energii  $E_\gamma$  se srazí s elektronem, kterému předá část svojí energie, a sám se rozptýlí do úhlu  $\theta$ . Základním předpokladem je, že elektron je před srážkou v klidu, tzn. jeho energie odpovídá klidové energii elektronu  $E_{e0} = m_{e0} \cdot c^2$ .



**Obrázek 1.5:** Schéma interakce Comptonův rozptyl. [8]

Energie rozptýleného fotonu je pak funkcí úhlu  $\theta$ , do kterého je foton rozptýlen:

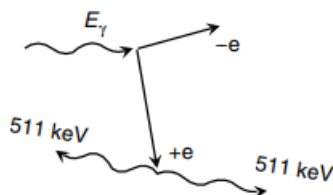
$$E'_\gamma(\theta) = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{E_{e0}}(1 - \cos(\theta))}. \quad (1.12)$$

Pravděpodobnost interakce fotonu Comptonovým rozptylem je úměrná protonovému číslu  $Z$ . [8,9]

### Tvorba párů elektron-pozitron

Tvorba elektron-pozitronových párů je interakce gama záření s celým atomem. Důležité podmínky jsou přítomnost elektrického pole v blízkosti jádra a minimální energie gama záření 1022 keV. Jakmile jsou tyto podmínky splněny, může interagující foton zaniknout a na jeho místě vznikne elektron a pozitron. Klidová energie protonu i pozitronu je 511 keV a odtud tedy plyne podmínka na minimální energii gama. Po vzniku se elektron i pozitron rozletí navzájem opačným směrem a rozdělí si kinetickou energii, kterou nesl původní foton sníženou o 1022 keV.

Pozitron se v materiálovém prostředí téměř okamžitě zabrzdí a interaguje s náhodným elektronem tak, že elektron i pozitron zaniknou a vznikají dva fotony



**Obrázek 1.6:** Schéma interakce tvorba elektron-pozitronových párů. [8]

o energii 511 keV, které odletí ve vzájemně opačných směrech. Tento proces se nazývá anihilace.

Pravděpodobnost interakce gama záření tvorbou elektron-pozitronových párů je úměrná  $Z^2$ . [8]

### 1.4.2 Interakce gama záření uvnitř detektoru

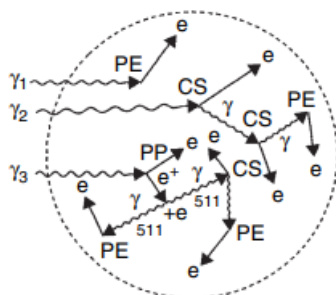
Interakce gama záření uvnitř citlivého objemu detektoru mají zásadní vliv na výstupní energetické spektrum. Fotony předávají svou energii elektronům nebo v případě tvorby páru elektronům a pozitronům, které jako nositelé náboje mají schopnost ionizovat prostředí. Ionizací vzniká v prostředí detektoru náboj, který se ve formě elektrického proudu měří. Velikost proudu je úměrná energii primárního fotonu, a je tedy důležité, aby foton v detektoru odevzdal všechnu svou energii. Množství energie, které foton v detektoru ztratí, záleží na atomovém čísle absorbátoru, energii primárního fotonu a také na místě interakce, tzn. velikosti detektoru.

#### Velký detektor

Přiblížení "velký detektor" uvažuje velikost detektoru výrazně větší než je střední volná dráha elektronů a sekundárních fotonů. Předpokládá se, že detektor je vystaven monoenergetickému gama záření o energii větší než 1022 keV interagující jedním ze tří výše zmíněných způsobů.

Pokud je interakcí fotoelektrický jev, pak je energie gama předána elektronům, které jsou absorbovány v detektoru. Detektor tak absorbuje veškerou energii gama záření.

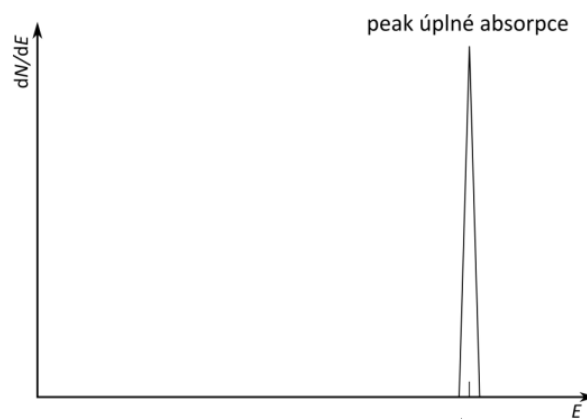
Interakce Comptonovým rozptylem vede k sérii Comptonovských interakcí v různých částech detektoru, při kterých se postupně snižuje energie primárního fotonu, až je absorbován fotoelektrickým jevem. Tato interakce tedy také vede k úplné absorpci energie v detektoru.



**Obrázek 1.7:** Ukázka interakčních historií ve velkém detektoru. [8]

Tvorba elektron-pozitronových párů opět vede k úplné absorpci energie gama záření ve velkém detektoru. Primární foton interaguje tvorbou elektronu a pozitronu. Elektron je v prostředí postupně zastaven přičemž odevzdá svou energii. Pozitron je zastaven okamžitě a následně anihiluje s dalším elektronem za emisi dvou fotonů o energii 511 keV. Tyto fotony jsou v detektoru dále absorbovány kombinací Comptonova rozptylu a fotoelektrického jevu. Tvorbou páru tedy foton detektoru opět odevzdá veškerou energii.

Všechny interakce způsobí ve velkém detektoru depozici veškeré energie, kterou gama záření nese a jelikož předpokládáme monoenergetické gama, tak energetické spektrum od velkého detektoru se bude skládat pouze z jedné linky, tzv. peaku. Protože se jedná o peak totální absorpce gama v detektoru, nazývá se full energy peak (FEP). [8,10]

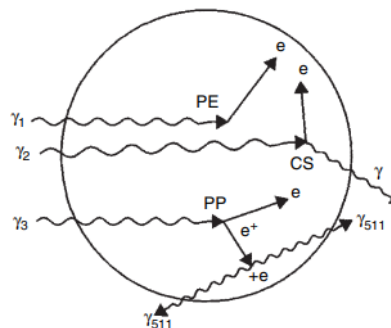


**Obrázek 1.8:** Očekávané spektrum od velkého detektoru. [11]

### Malý detektor

Předpoklad "malého detektoru" je opačný případ, protože se očekává, že detektor je tak malý, že v něm proběhne pouze jedna interakce.

Interakce fotoelektrickým jevem je v případě malého detektoru jediná, která je schopná způsobit absorpci veškeré energie fotonu a podílet se na tvorbě FEP.

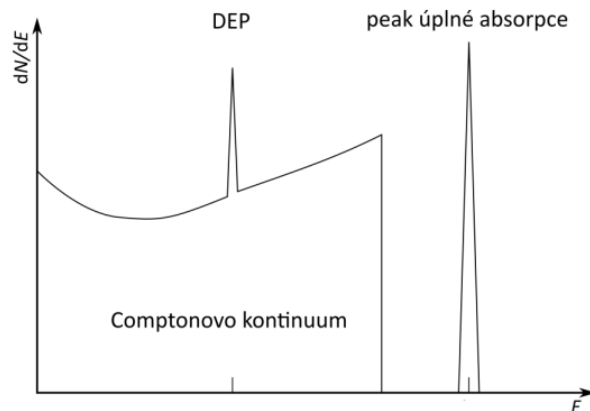


**Obrázek 1.9:** Ukázka interakčních historií v malém detektoru. [8]

Comptonův rozptyl proběhne pouze jednou a rozptýlený foton následně opustí citlivý objem detektoru. Odevzdá tedy jen malé množství své energie. V energetickém spektru se tento jev projeví vznikem Comptonova kontinua, jež se táhne od

nulových energií až do jistého maxima, které se nazývá Comptonova hrana.

Tvorba elektron-pozitronových párů v energetickém spektru způsobí vznik, tzv. double escape peak (DEP), což je linka o energii odpovídající FEP snižená o 1022 keV. Při anihilaci vzniklého pozitronu s náhodným elektronem vzniknou dva fotony o energii 511 keV, které z malého detektoru uniknou a odnesou s sebou energii 2 x 511 keV. [8,10]

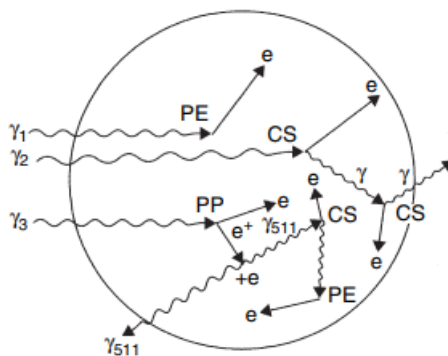


**Obrázek 1.10:** Očekávané spektrum od malého detektoru. [11]

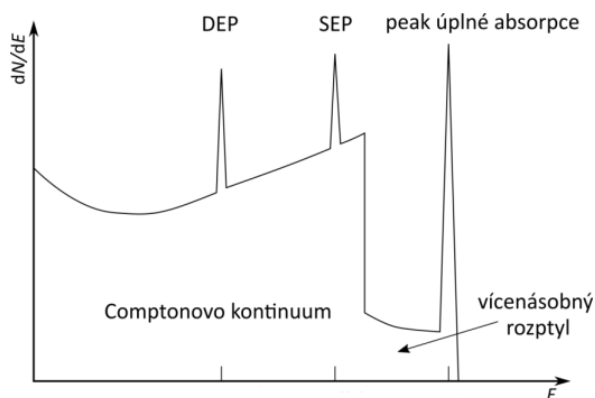
### Reálný detektor

Energetické spektrum od "reálného detektoru" je kombinací dvou předchozích extrémních případů. Všechny interakce mohou vést k absorpci veškeré energie gama záření v detektoru, ale je možný i únik z detektoru.

V případě Comptonova rozptylu může dojít k vícenásobným rozptylům než rozptýlený foton unikne. Tento jev vytvoří ve spektru jakýsi přechod mezi Comptonovou hranou a FEP. Dále se ve spektru může objevit tzv. single escape peak (SEP), který souvisí s anihilací pozitronu s elektronem. Vznikají dva fotony o energii 511 keV, z nich může uniknout pouze jeden, což vede ke vzniku SEP o energii FEP - 511 keV a nebo oba dva. Pak dochází ke vzniku DEP, což je FEP - 1022 keV. [8,10]



**Obrázek 1.11:** Ukázka interakčních historií v reálném detektoru. [8]



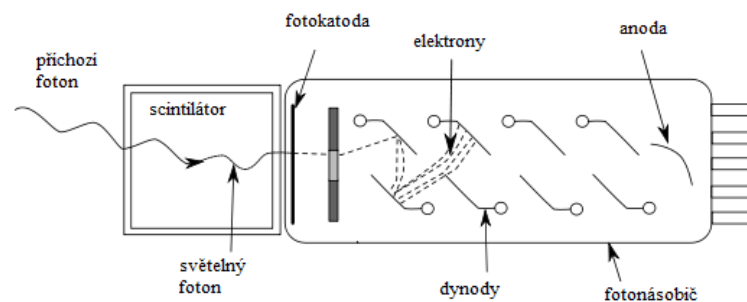
Obrázek 1.12: Očekávané spektrum od reálného detektoru. [11]

### 1.4.3 Detektory gama záření

Detektorů gama záření existuje celá řada, nicméně zde jsou popsány dva základní typy. Prvním typem je scintilační detektor, který byl používán v počátcích gama-spektrometrie, a druhým typem je polovodičový, který je v současnosti nejrozšířenější.

#### Scintilační detektory

Scintilační detektory se skládají ze scintilačního materiálu, fotokatody a fotonásobiče. Fotony gama záření interagují v materiálu scintilátoru, kde dochází k emisi elektromagnetického záření v a nebo poblíž viditelného spektra. Toto záření dopadá na fotokatodu, kde jsou fotoelektrickým jevem vyráženy elektrony. Fotoelektrony jsou na sérii dynod ve fotonásobiči znásobeny a následně sebrány na anodě.



Obrázek 1.13: Schématické provedení scintilačního detektoru [8]

Scintilační materiál je esenciální součástí detektoru a jeho světelná emise se vyjadřuje jako počet emitovaných fotonů na jednotku energie absorbovaného gama záření. Pro nejběžnější scintilační materiál  $\text{NaI(Tl)}$  je tato hodnota 38 000 fotonů na MeV. Další používané materiály jsou scintilátory  $\text{CsI(Tl)}$ ,  $\text{Bi}_4(\text{GeO}_4)_3$  (označován jako BGO) nebo  $\text{BaF}_2$ .

Fotokatoda je vyrobena z materiálu, který má nízký energetický práh k emisi fotoelektronů. Takovým materiálem může být  $\text{Na}_2\text{KSb}$  nebo  $\text{K}_2\text{CsSb}$ .

Dynody slouží ke znásobení elektronů emitovaných z fotokatody, a tedy k zesílení signálu. Materiálem dynod může být Be, oxidy hořčíku nebo  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ .

Scintilační detektory byly používány v začátcích gama-spektrometrie. Jejich předností je relativně snadná konstrukce a především citlivost ke gama záření, ale oproti polovodičovým detektorům mají nižší energetické rozlišení. [8]

## Polovodičové detektory

Při spojení polovodiče typu N s polovodičem typu P vzniká na jejich rozhraní oblast bez volných nábojů, která je obvykle velmi malá. Pokud je však přiloženo napětí, začne se oblast zvětšovat. Jakmile oblastí projde částice ionizujícího záření, dojde k tvorbě iontů, které jsou rychle odváděny na elektrody. Tvoří se elektrický signál, jež se následně dále zpracovává.

Výhodou polovodičových detektorů je vysoká hustota citlivého materiálu, ve kterém se zabrzdí i částice o větších energiích, což zlepšuje účinnost detektoru.

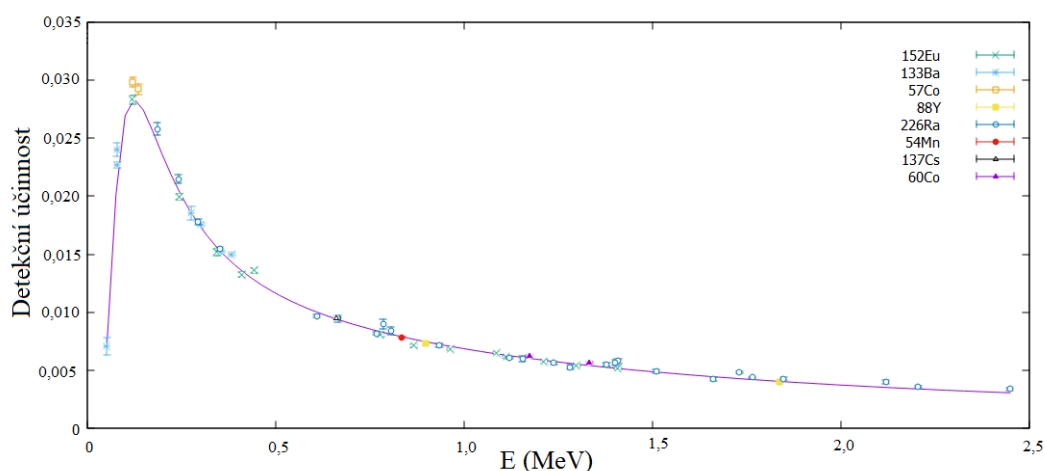
Typicky používanými materiály jsou křemík a germánium. Tyto materiály ale musí být při využívání v polovodičových detektorech ochlazovány, neboť za pokojové teploty mají malý měrný odpor. Příkladem polovodičového detektoru je detektor HPGe, který je vyroben z čistého germánia a chlazení vyžaduje pouze za provozu, což výrazně snižuje provozní náklady. K chlazení se používá tekutý dusík. [8, 12]

## Kalibrace detekční účinnosti

Kalibrace detekční účinnosti je důležitá z pohledu absolutního určování reakčních rychlostí a aktivity. Jejím výstupem je absolutní detekční účinnost, což je veličina závislá na energii gama záření, a je definována jako podíl počtu částic zachycených detektorem ku celkovému počtu částic vyzářených zdrojem:

$$\epsilon_{\text{FEP}}^{\text{abs}} = \frac{P_{\text{det}}(E_{\gamma})}{P_{\text{zdroj}}}. \quad (1.13)$$

Kalibrace může být provedena experimentálně nebo pomocí výpočetního modelu. Experimentální kalibrace se provádí pomocí kalibračních zářičů o známé aktivitě a energii gama-linek. Kalibrační zářiče jsou postupně proměřeny na detektoru a na základě měření jsou do grafu vyneseny body detekční účinnosti v závislosti na energii.



**Obrázek 1.14:** Příklad kalibrační křivky detekční účinnosti HPGe detektoru na KJR.

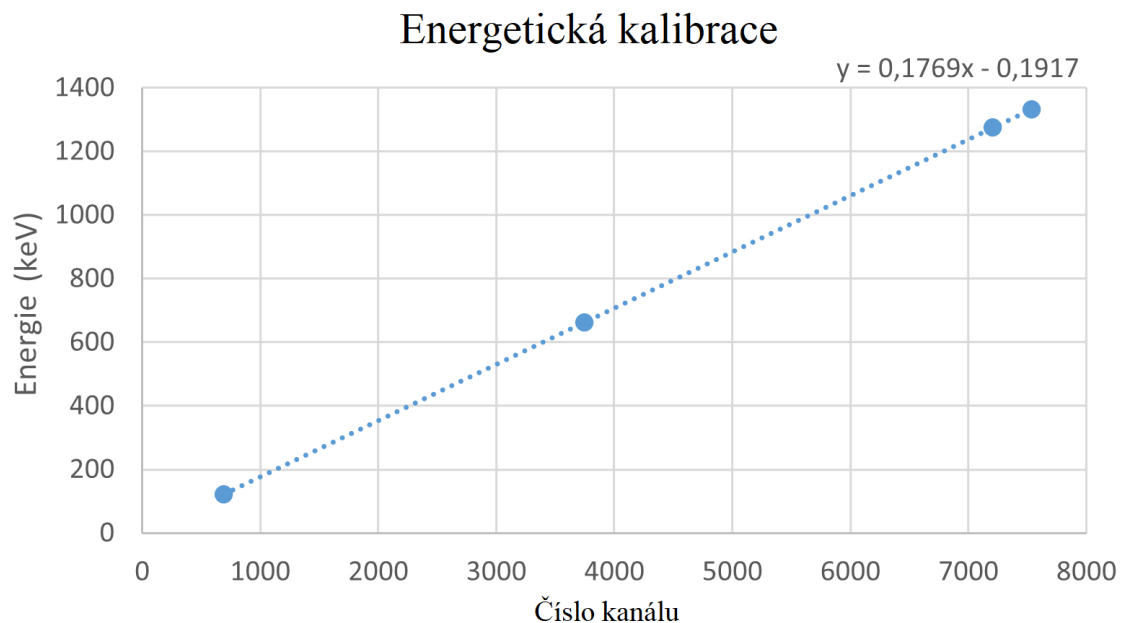


Kalibrace prováděná pomocí výpočetního modelu je obecně přesnější, protože se může kalibrovat přesná geometrie vzorku, který bude měřen. Zároveň však musí být k dispozici detailní model detektoru, na kterém je kalibrace prováděna a jehož vytvoření je poměrně složitá záležitost.

K vytvoření přesného modelu je zapotřebí přesně určit parametry, jako je tloušťka mrtvé vrstvy, vnější poloměr krystalu, tvar dna krystalu, velikost kontaktní jehlice ve vnitřní dutině krystalu a hustoty Al a Ge. Tyto parametry nejsou většinou známe a je potřeba je změřit. K měření se využívá rentgenová radiografie, rentgen fluorescenční analýza a zeslabení kolimovaného fotonového paprsku. [13]

### Energetická kalibrace

Výstupní signál z detektoru má charakter proudového impulsu s určitou amplitudou, která je úměrná energii. Aby bylo možné přiřadit k určité amplitudě konkrétní energii, provádí se tzv. energetická kalibrace detektoru. Používají se kalibrační zářiče, jež emitují gama záření o známé energii. Na kalibrovaném detektoru se naměří energetická spektra jednotlivých zářičů a k viditelným gama-linkám se přiřadí číslo kanálu. Do grafu se vynese závislost energie na čísle kanálu a trend se proloží lineární křivkou. Tato křivka následně udává závislost mezi číslem kanálu a energií, a je tak možné určit energii neznámých linek.



**Obrázek 1.15:** Příklad energetické kalibrační křivky.

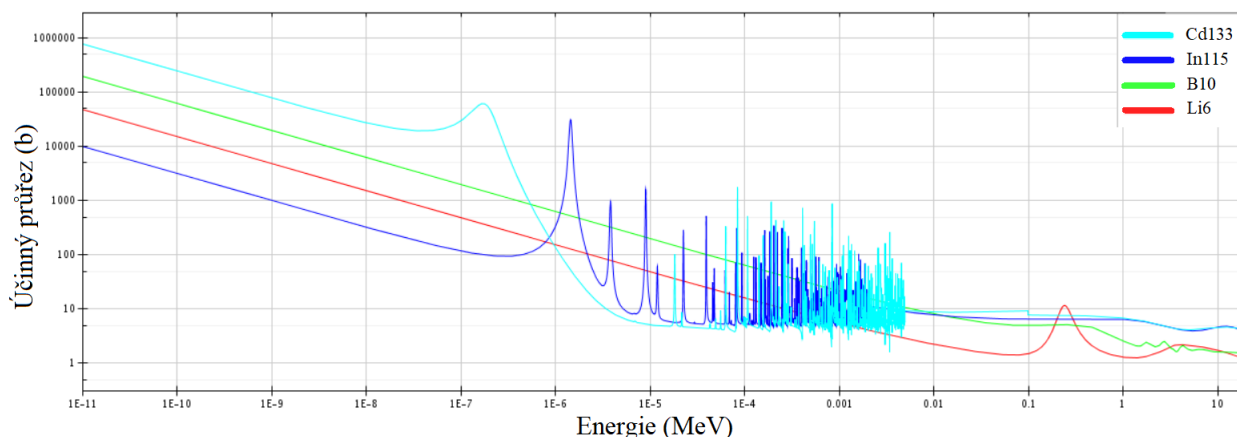
## 1.5 Neutronové filtry

Neutronové filtry jsou materiály s vysokým účinným průřezem v tepelné části energetického spektra, což umožňuje významné modifikace spekter v nižších energiích. Energetické spektrum neutronů se dělí na tepelné (0,0253 eV - 1 eV), intermedialní (0,5 eV - stovky keV) a rychlé (jednotky MeV). Podrobnější dělení neutronového spektra je zobrazeno v tabulce 1.1.

**Tabulka 1.1:** Klasifikace neutronů dle energie. [14]

Spektrální skupina	Energie
Chladné	0 – 0,025 eV
Tepelné	0,025 eV
Epitermální	0,025 eV – 0,4 eV
Kadmiové	0,4 eV – 0,6 eV
Epikadmiové	0,6 eV – 1 eV
Pomalé	1 eV – 10 eV
Rezonanční	10 eV – 300 eV
Středních energií	300 eV – 1 MeV
Rychlé	1 MeV – 20 MeV
Ultrarychlé	> 20 MeV

Vzhledem k tomu, že se tato DP zabývá střední částí neutronového spektra bylo zapotřebí vybrat takové neutronové filtry, jejichž vhodná kombinace zajistí odezvu pouze na neutrony středních energií. Byly vybrány filtry  $^{113}\text{Cd}$ ,  $^{10}\text{B}$  ve formě přírodního  $\text{B}_4\text{C}$  a  $^6\text{Li}$ . Na obrázku 1.16 jsou zobrazeny průběhy účinných průřezů pro vybrané neutronové filtry a ještě navíc pro  $^{115}\text{In}$ .

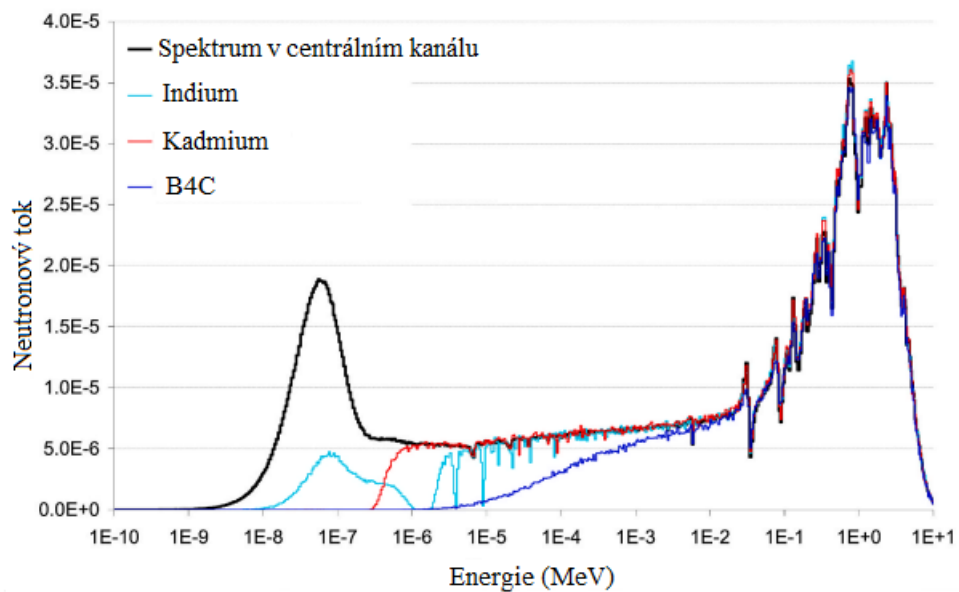
**Obrázek 1.16:** Účinné průřezy vybraných neutronových filtrů. [5]

Nejpoužívanější filtr tepelných neutronů je  $^{113}\text{Cd}$ , které spolehlivě absorbuje neutrony do tzv. kadmiové hrany, což je energie první a největší rezonance 0,172 eV. Indium je další hojně používaný neutronový filtr o energii první rezonance 1,46 eV. Jelikož je průběh účinného průřezu na  $^{115}\text{In}$  v tepelné oblasti řádově menší než u  $^{113}\text{Cd}$ , způsobuje indiový filtr pouze depresi tepelných neutronů, kdežto kadmium dosáhne úplného potlačení.

Dalšími materiály jsou  $\text{B}_4\text{C}$  a  $^6\text{Li}$ . Jedná se o lehké materiály, a tak se průběh účinného průřezu převážně řídí zákonem  $1/v$ . Celkově vyššího účinného průřezu dosahuje bór, který je tak možné použít v přírodním složení (cca 80 %  $^{11}\text{B}$  a 20 %  $^{10}\text{B}$ ). Přírodní složení lithia obsahuje pouze cca 7,5 %  $^6\text{Li}$  a k jeho použití jako neutronového filtru je potřeba obohacení.

Na obrázku 1.17 je zobrazeno vypočtené neutronové spektrum v AZ reaktoru LR-0 ve výpočetním kódu MCNP pro různé neutronové filtry. Pro všechny použité filtry je patrné potlačení tepelné části spektra. Pro kadmium je charakteristické úplné potlačení pouze tepelné části, zatímco indium způsobí pouze depresi tepelných

neutronů, nikoli plné potlačení. Bór způsobuje úplné potlačení tepelných neutronů, ale kvůli průběhu jeho účinného průřezu zasahuje jeho vliv i do střední části spektra.



**Obrázek 1.17:** Neutronové spektrum v různých neutronových filtrech vypočtené v MCNP v AZ reaktoru LR-0 [15]



# Kapitola 2

## Jaderná Data

Jaderná data jsou nezbytnou součástí výpočtů, jelikož díky nim nabývá matematický výpočet fyzikálního smyslu. Zároveň udávají jejich přesnost, neboť transportní či difuzní rovnice je tak přesná, jak přesná jsou jaderná data, která popisují interakce, šíření a vznik neutronů. Jaderná data zahrnují mikroskopické účinné průřezy, úhlové rozptyly, výtěžky částic z popsanych reakcí, difuzní koeficienty, spektra neutronů ze štěpení nebo rozpadové konstanty. [16]

Základním způsobem určování jaderných dat je experiment. Teoretické určení je do jisté míry také možné, nicméně pouze pro konkrétní omezené energetické oblasti nebo pro izolované rezonance. Není možné teoreticky určit jaderná data v celé šíři, protože neexistuje přesný teoretický model štěpení. V rámci experimentálních měření jaderných dat lze dosáhnout pouze omezené přesnosti, a tak je důležitou součástí dat i jejich nejistota. Interval energie, na kterém jsou jaderná data určována, závisí na tom, v jakém oboru jaderné fyziky budou data uplatněna. Pro reaktorové aplikace postačí energetický interval od 10  $\mu\text{eV}$  do 20 MeV. [16, 17]

Všecká experimentálně určená jaderná data jsou ukládána v mezinárodní databázi EXFOR, což je mezinárodní standard pro zaznamenávání experimentálních dat, který byl ustanoven na konferenci v Moskvě roku 1969. V březnu 2024 databáze obsahuje data z téměř 25 tisíc experimentů. Následně data prochází procesem vyhodnocení (evaluace) a jsou uložena ve formátu ENDF (Evaluated Nuclear Data File). Formát ENDF však ještě není vhodný pro použití v běžných výpočetních kódech. K přípravě jaderných dat pro výpočetní kódy slouží program NJOY, jehož výstupem je spojitá, resp. grupová struktura dat pro stochastické (monte-carlo), resp. deterministické kódy. [16, 18]

### 2.1 Měření experimentálních dat

Experimentální uspořádání pro měření účinných průřezů jaderných reakcí se skládá ze zdroje neutronů, terče a detektoru. Energetické spektrum zdroje musí být detailně popsáno. Většinou se používají tenké terče takové, že střední volná dráha neutronů v materiálu je ve srovnání s tloušťkou vzorku dlouhá a příspěvky rozptýlených a sekundárních neutronů mohou být zanedbány. Tlusté vzorky a široká spektra se používají v integrálních experimentech k ověření výsledků měření tenkých vzorků a hodnocení průřezů. [17]

Celkový účinný průřez lze určit jednoduše na základě zeslabení, tedy měřením neutronového svazku před dopadem na terčík a po dopadu na terčík. Dílčí prů-

řezy, jako je průřez pro štěpení nebo pro radiační záchyt, se měří záznamem fotonů nebo sekundárních částic emitovaných z ozářeného vzorku. Úhlová rozložení průřezů pro rozptyl se určují měřením příspěvku rozptylu jako funkce úhlu mezi původním směrem svazku a detektorem. [17]

Zdroje neutronů jsou obvykle tvořeny urychlovači částic. Nabité částice, elektrony nebo ionty, se srážejí s vhodným materiálem terče, ve kterém jsou produkovány neutrony díky jaderným interakcím. Distribuce energie zdroje závisí na energii nalétávající částice, terčovém materiálu a typu interakce. Spektrum zdroje lze modifikovat tak, že neutrony budou procházet různými moderujícími nebo absorpčními materiály. Běžně používanou technikou, při které se určuje energetické spektrum zdroje neutronů, je metoda doby letu (Time of flight method). Doba emise neutronů je pevná a svazek je veden k terči dlouhou trubicí. Rychlé neutrony dosáhnou cíle dříve než pomalé a energetické spektrum lze zjistit z doby letu neutronu. [17]

Experimentální data o interakcích neutronů, nabitých částic a foto-jaderných interakcích jsou uložena ve standardizovaném, počítačem čitelném formátu EXFOR. Data v EXFOR jsou udržována a distribuována základními datovými centry IAEA. Úzce související databáze je Computer Index to Neutron Data, neboli CINDA, což je bibliografický soubor. Soubor CINDA obsahuje podrobné informace a odkazy na experimentální a teoretické práce související se zaznamenanými měřeními. [17]

## 2.2 Zhodnocení (evaluace) jaderných dat

Proces hodnocení jaderných dat kombinuje experimentální měření a teoretické modely a vytváří jednotné a úplné soubory dat ve standardizované, počítačem čitelné formě. Zhodnocování začíná výběrem experimentálních dat. Posuzuje se kvalita dat a eliminují se nespolehlivá nebo chybná měření. Tato přípravná fáze je nezbytná, protože dostupná data jsou obvykle rozptýlená a pocházejí z měření provedených za různých experimentálních podmínek. Databáze EXFOR a CINDA slouží jako zdroj hrubých dat a informací o detailech každého měření. [19]

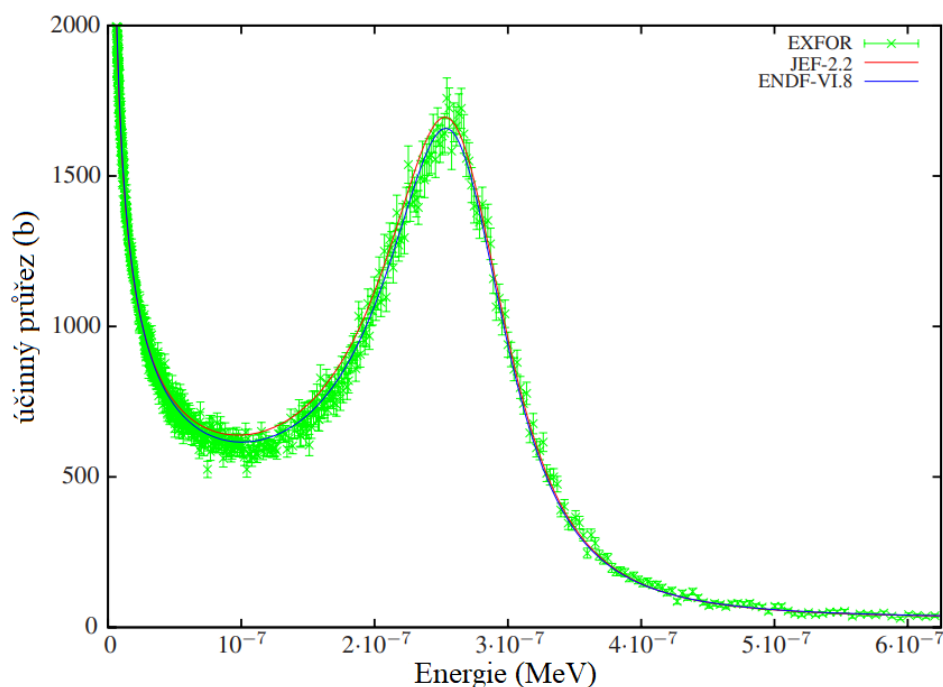
Teoretické účinné průřezy jsou počítány podle jaderných modelů, které jsou nejvhodnější pro konkrétní případ. Parametry modelu jsou poté upraveny tak, aby reprodukovaly experimentální data, která nemusí být úplná pro všechny izotopy. To platí zejména pro nuklidy nebo izotopy s krátkým poločasem rozpadu a nebo pro izotopy, které se z nějakého jiného důvodu obtížně měří. Vzhledem k tomu, že konečné hodnocení pokrývá celý energetický rozsah, je třeba vyplnit mezery v datech, což zdůrazňuje kvalitu teoretických modelů. Zhodnocené excitační funkce jsou uloženy jako kombinace tabulkových dat, parametrizovaných rezonančních funkcí a statistických pravděpodobnostních tabulek v rezonančních oblastech. Bodová reprezentace platí pro oblasti, kde se průřezy chovají hladce, tzn. nízkoenergetická oblast pod prvními rezonancemi. [17]

Jedním z nejjednodušších popisů izolované rezonance je Breit-Wignerova formule, která pro radiační záchyt nabývá tvaru [20]:

$$\sigma_{\gamma}(E) = \sigma_0 \frac{\Gamma_{\gamma}}{\Gamma} \sqrt{\frac{E_0}{E}} \left( \frac{1}{1+y^2} \right), y = \frac{2}{\Gamma} (E - E_0), \quad (2.1)$$

kde  $E_0$  je energie rezonance,  $\Gamma$  je totální radiační šířka,  $\Gamma_{\gamma}$  je radiační šířka a  $\sigma_0$  je maximální hodnota totálního účinného průřezu v rezonanci.

Obrázek 2.1 ukazuje příklad zhodnocených jaderných dat v rezonanci spolu s experimentálními měřeními. Plné křivky představují účinné průřezy pro štěpení  $^{241}\text{Pu}$  převzaté z knihoven ENDF/B-VI.8 a JEF-2.2. Naměřená data pocházejí z databáze EXFOR a původně byla shromážděna ze série experimentů provedených v Ústavu pro referenční materiály a měření (Institute for Reference Materials and Measurements) v roce 1991. Je třeba poznamenat, že experimentální data jsou zahrnuta pouze pro srovnání a žádná nebyla použita při evaluaci. [17]



**Obrázek 2.1:** Experimentálně měřené a zhodnocené účinné průřezy pro štěpení na  $^{241}\text{Pu}$ . [17]

## 2.3 Validace

Validace je proces, při kterém dochází k ověření správnosti dat na experimentech. To probíhá na základě vhodných integrálních experimentů. Základním parametrem je s ohledem na zajištění "criticality safety" kritický parametr. V těchto úlohách jsou používány příručky ICSBEP (International Criticality Safety Benchmark Evaluation Project), které obsahují souhrn kritických experimentů, které byly vykonány od roku 1950. Po dokončení zhodnocení jsou data převedena do standardizovaného formátu pro distribuci. Současným světovým standardem je americký datový formát ENDF. [17]

## 2.4 Datový formát ENDF

Knihovny formátu ENDF jsou spravovány skupinou CSEWG (Cross Section Evaluation Working Group) a obsahují různá data o jaderných interakcích a radioaktivním rozpadu. Systém ENDF byl vyvinut pro ukládání a vyhledávání zhodnocených jaderných dat pro průmyslové aplikace jaderných technologií. Systém ENDF

je logicky rozdělen na "formats" a "procedures". "Formats" popisují, jak jsou data uspořádána v knihovnách a poskytují vzorce potřebné k rekonstrukci fyzikálních veličin, jako jsou průřezy a úhlové rozložení, z parametrů v knihovně. "Procedures" jsou přísnější pravidla, která určují, jaké datové typy musí být zahrnuty, který formát lze použít za jakých podmínek atd.. [19]

Ve světě existují tři velké evaluační projekty: americký ENDF/B, západoevropský JEFF a japonský JENDL. Projekty nejsou zcela nezávislé a spolupráce i výměna dat probíhá nad hranicemi projektů. Například projekt INDEN (International Nuclear Data Evaluation Network), v jehož rámci byly provedeny nové evaluace účinných průřezů, které se stanou součástí plánované knihovny ENDF/B-VIII.1. Hlavními cíli spolupráce je navyšovat kvalitu a úplnost knihoven a zlepšovat přesnost dat odstraněním nejdůležitějších nejistot. [17]

### 2.4.1 Knihovna ENDF/B

Knihovna ENDF/B je spravována a udržována organizací NNDC (National Nuclear Data Center) a obsahuje doporučené evaluace pro každý materiál. Snaha je, aby data pro každý materiál byla co nejúplnější, avšak úplnost závisí na předpokládané aplikaci dat. Například, když uživatel provádí výpočet v reaktorové fyzice nebo analyzuje stínění, potřebuje zhodnocená data pro všechny reakce vyvolané neutrony, pokrývající celý rozsah energií neutronů, pro každý materiál v systému, ve kterém se nachází. Pro jiný výpočet by uživatele mohla zajímat pouze nějaká minoritní aktivace izotopu, a pak by mu postačily pouze účinné průřezy reakcí. [19]

Soubory dat obsažené v knihovně ENDF/B jsou vybírány organizací CSEWG z dostupných evaluací. Volba se provádí na základě požadavků pro aplikace a úspěšnosti při testování. Soubor dat, který představuje konkrétní materiál, se může změnit, pokud se objeví nové experimentální výsledky, integrální testy ukážou, že data dávají chybné výsledky, a nebo vzniknou větší požadavky na přesnost dat. [19]

## 2.5 Příprava dat

Formát souboru ENDF je navržen tak, aby datové soubory zůstaly relativně kompaktní a přitom zachovaly přesnost původních evaluací. Formát dat není většinou přímo přístupný transportním kódům, které používají spojitě nebo grupové účinné průřezy. Z tohoto důvodu je zapotřebí data dále upravit a za tímto účelem jsou používány kódy pro přípravu dat. Tyto kódy zahrnují funkce pro rekonstrukce rezonancí, Dopplerovské rozšíření rezonancí nebo multigrupové průměrování. Nejrozšířenějším takovým kódem, který lze použít pro vytváření datových knihoven pro širokou škálu transportních kódů, je NJOY. [17]

### 2.5.1 Kód NJOY

NJOY je výpočetní nástroj na zpracovávání jaderných dat ve formátu ENDF. Knihovny ENDF obsahují data, které zatím nelze použít ve výpočetních stochastických a deterministických kódech. Za tímto účelem musí být data převedena do spojitě nebo grupové formy, což je hlavní úkol systémového kódu NJOY. [21]

NJOY se skládá z modulů, z nichž každý provádí určitou specifickou část procesu přípravy jaderných dat. Každý modul je svým způsobem separátní program



a komunikují prostřednictvím vstupních a výstupních souborů, které si navzájem předávají. Moduly lze propojit v různých pořadích tak, aby mohly být připraveny knihovny dat pro nejrůznější aplikace. Celkem NJOY obsahuje 24 modulů, z nichž účel některých je popsán níže. [21]

- **NJOY** - Řídí průchod dat ostatními moduly.
- **RECONR** - Rekonstruuje rezonance a provádí nelineární aproximace bodových dat z ENDF.
- **BROADR** - Provádí úpravu jaderných dat na teplotu. Popisuje Dopplerovské rozšíření rezonancí.
- **GROUPR** - Provádí rozdělení jaderných dat do grup pro použití v deterministických kódech. Připravuje matice přechodu mezi grupami.
- **ACER** - Provádí spojování bodových dat pomocí lineární aproximace pro použití ve stochastických kódech jako je Serpent nebo MCNP.
- **PLOTR** - Vytváří grafy účinných průřezů pro bodová i grupová data.
- **PURR** - Připravuje nerozlišené rezonance po stochastické kódy.

## 2.6 Experimentální měření jaderných dat

Experimentální měření jaderných veličin se obvykle provádí integrálně nebo diferenciálně. Při integrálním měření obvykle dochází k integraci přes jeden nebo více parametrů, například přes energetické spektrum neutronů a výsledkem je hodnota závislá na oné integrované veličině. Naopak diferenciální přístup spočívá v měření veličin pro konkrétní parametry a výsledkem jsou tedy data použitelná nejen k ověření, ale i přímo v hodnocení účinných průřezů. Oba přístupy mají své výhody a nevýhody a zvolení přístupu závisí na účelu, za jakým jsou jaderná data měřena. [22]

### 2.6.1 Integrální experimenty

Integrální experimenty jsou měření, při kterých dochází k integrování více veličin přes energetické spektrum, a výsledky jsou potom hodnoty nezávislé na konkrétní energii, nýbrž vztahující se k celému energetickému spektru. Výsledky integrálních experimentů jsou mnohem přesnější než diferenciální a používají se k ověřování evaluací jaderných dat. Při měření se obvykle používá pouze jeden detektor, což vede na zjednodušení experimentu. Rozdělení integrálních experimentů může být více. Prvním takovým je rozdělení na "clean" a "mock-up" experimenty. [23]

"Clean" (čisté) experimenty jsou charakteristické tím, že sledují pouze jednu veličinu, např. účinný průřez. Výsledkem takového experimentu je obecná hodnota, kterou lze použít na širší škálu reaktorových výpočtů. Konfigurace těchto experimentů může však být velmi specifická a při následném používání naměřených dat na jiné systémy mohou vzniknout chyby související s odlišnou a komplexní geometrií. [23]

"Mock-up" experimenty mají za cíl přesně napodobit zařízení, na kterém budou měřena data aplikována. Obvykle se jedná o zmenšeninu vyrobenou ze stejného

materiálu a ve stejné geometrii jako je originál. Díky tomu "mock-up" experimenty dávají velmi přesné výsledky, které lze aplikovat pouze na stejný nebo podobný systém. [23]

Dalším typem integrálního experimentu je "benchmark". "Benchmark" je velmi podrobně popsán experiment tak, aby všechny informace k provedení experimentu, ale i výpočtů, byly k dispozici. Experimentální uspořádání "benchmarkového" experimentu může být jednoduché, ale i velmi složité a odpovídající reálné situaci. Používá se především k ověřování jaderných dat a výpočetních kódů. [23]

Dělení integrálních experimentů může probíhat i na základě měřených veličin. Nicméně to není úplně jednoznačné, protože většina veličin je měřena nepřímou, tzn. dopočítávána na základě měření jiných veličin. Používáno je i dělení podle typu zařízení, na kterém je integrální experiment vykonáván, např. jestli je použit kritický nebo podkritický soubor. [23]

# Kapitola 3

## Popis vybavení dostupného v CVŘ

Cílem kapitoly 3 je představit experimentální a výpočetní vybavení dostupné v laboratořích reaktoru LR-0 a použité při výkonu experimentu popsaného v kapitole 5. Důležitou roli hraje tzv. referenční neutronové pole, které je validováno a schváleno pro speciální AZ reaktoru LR-0. Referenční neutronová pole se významně podílejí na ověřování a zpřesňování jaderných dat, což vede na zpřesňování jejich charakteristik a vytváření dalších validovaných polí. Ve světě je validováno celkem 21 referenčních polí, což činí z reaktoru LR-0 unikátní a špičkové zařízení. [24]

**Tabulka 3.1:** Benchmarková neutronová referenční pole na reaktorech ve světě. [25]

Číslo	Název	$\bar{E}(MeV)$	Popis
1	ACRR-FF-32	0,575	ACRR-FF-32 Reactor Extended Cavity Spectrum 640-group
2	ACRR-CdPoly	0,657	ACRR-CdPoly Reactor Bucket Spectrum 640-group
3	ACRR-PLG	0,439	ACRR-PLG Reactor Bucket Spectrum 640-group
4	ACRR-LB44	0,715	ACRR-LB44 Reactor Bucket Spectrum 640-group
5	FREC-II	0,545	FREC-II Spectrum (external cavity attached to ACRR) 640-group
6	SPR-III	1,251	SPR-III Reactor Central Cavity Spectrum 640-group
7	Mol BR1 Mark-III	1,864	Mol BR1 Mark-III, <sup>235</sup> U converter in Cd and Graphite cavity, 640-group
8	LR0-Rez	0,646	Rez-LR0 Reactor spectrum, 640-group
9	TRIGA-JSI	0,389	TRIGA Mark-II Pneumatic tube (bare), 640-group
10	TRIGA-JSI/BN	0,848	TRIGA Mark-II boron nitride cover, 640-group
11	TRIGA-JSI/B4C	0,923	TRIGA Mark-II boron carbide cover, 640-group
12	TRIGA-JSI/10B4C	1,090	TRIGA Mark-II enriched boron carbide cover, 640-group
13	ISNF	1,058	ISNF Reactor Spectrum 725-group
14	CFRMF	0,741	CFRMF Reactor Spectrum from IRDF-2002
15	Sigma-Sigma	0,763	Sigma-Sigma facility in natU and BC spheres inside Graphite column, 725-group
16	HMF001	1,433	Godiva, central region, 725-group
17	HMF028	1,343	Flattop-25, central region, 725-group
18	IMF007	0,570	Big-Ten 725-group
19	FMR001	1,483	IPPE-BR1, central region, 725-group
20	FNS-Grph-096mm	5,267	FNS-Graphite block with a D-T source and monitors at 96 mm, 725-group
21	FNS-Grph-293mm	1,957	FNS-Graphite block with a D-T source and monitors at 293 mm, 725-group

### 3.1 Reaktor LR-0

LR-0 je jaderný reaktor bazénového typu provozovaný Centrem výzkumu Řež. Jedná se o reaktor tzv. nulového výkonu moderovaného lehkou vodou. Původní účel reaktoru spočíval ve zkoumání aktivních zón energetických reaktorů VVER-1000 a VVER-440 provozovaných v České republice. AZ je tvořena palivovými soubory typu VVER, které mohou být poskládány do různých konfigurací. Pro ozařovací experiment, který byl na LR-0 vykonán v rámci této DP byla použita speciální konfigurace AZ skládající se ze šesti hexagonálních palivových souborů obklopujících

ozařovací kanál. Následující parametry se tak budou vztahovat k této konfiguraci AZ. [26]



**Obrázek 3.1:** Speciální konfigurace AZ reaktoru LR-0 použité při experimentu v kapitole 4.

Nominální výkon reaktoru LR-0 je 1 kW, přitom hustota toku tepelných neutronů se pohybuje okolo hodnoty  $10^9$  n/cm<sup>2</sup> s a hustota toku rychlých neutronů (nad 1 MeV) je  $2 \cdot 10^8$  n/cm<sup>2</sup> s. Kritičnost je udržována hladinou demineralizované vody v nádobě reaktoru. Kritický stav je tedy vyjádřen výškou vodního sloupce mezi koncem štěpné palivové části a kritickou hladinou vody. Demineralizovaná voda slouží v reaktoru zároveň jako moderátor i reflektor. Její hladina je udržována a v případě potřeby nepatrně měněna elektrickou jednotkou měření vodní hladiny. [26,27]

Palivo je tvořeno šesti palivovými soubory, z nichž každý obsahuje 312 palivových proutků uspořádaných do trojúhelníkové mříže. Dále je v souboru 18 ocelových vodících trubek pro zasunutí regulačních klastrů a jedna centrální zirkoniová trubka pro vedení vnitreaktorové instrumentace. Po výšce palivového souboru je rozmístěno pět distančních mřížek, které drží celý soubor pohromadě. Samotné palivo je UO<sub>2</sub> obohacený na 3,3 %. Výška palivového souboru bez regulačních klastrů je 1472 mm. [26,27]

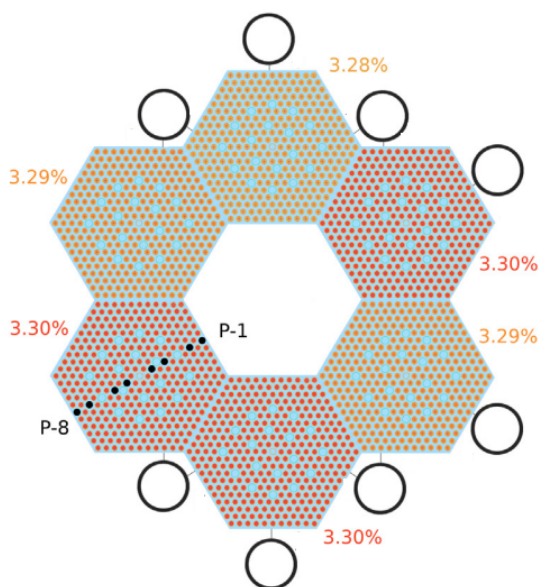
Využití reaktoru spočívá v široké škále experimentů v kombinaci s velkou a relativně snadno přeskládatelnou AZ. Reaktor LR-0 umožňuje provádět velmi přesná měření v oblasti reaktorové fyziky pro ověření výpočetních nástrojů a jaderných dat pro jejich další využití ve výzkumu, vývoji a hodnocení bezpečnosti jaderné technologie. Konstrukce reaktoru LR-0 byla navržena pro provádění plnohodnotných experimentů v oblasti fyziky energetických reaktorů VVER, tato konstrukce však umožňuje simulovat i další reaktorové technologie, zejména vybrané typy reaktorů Gen IV. [28]



**Obrázek 3.2:** Pohled na část palivového souboru LR-0 s distanční mřížkou. [27]

## 3.2 Referenční neutronové pole na reaktoru LR-0

Pro účely měření účinných průřezů integrovaných přes neutronové spektrum je vhodné mít k dispozici tzv. referenční neutronové pole. Referenční neutronové pole je definované jako stálé a reprodukovatelné neutronové pole o dobře známém rozložení hustoty toku neutronů a jejich energetickém rozdělení [24]. V referenčních neutronových polích mohou být veličiny, integrované přes neutronové spektrum, měřeny s daleko vyšší přesností než diferenciální jaderná data. Následně lze naměřená integrální data použít k validaci již existujících dat a nebo k redukci jejich nejistoty.



**Obrázek 3.3:** Konfigurace speciální AZ reaktoru LR-0 s vyznačenými body měření axiálního výkonu. [29]

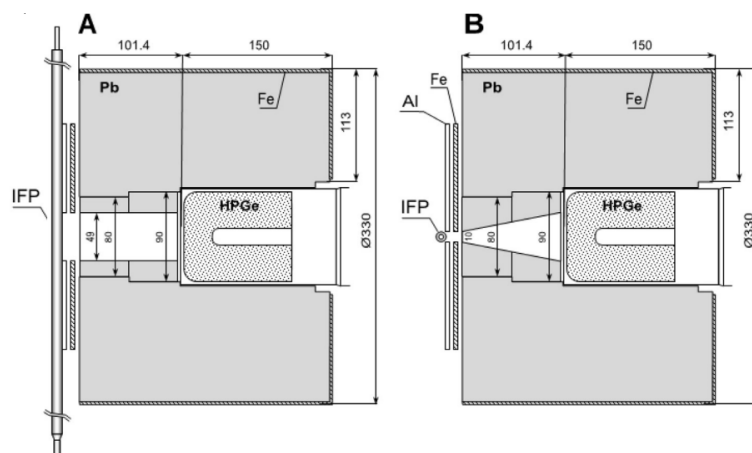
Na reaktoru LR-0 bylo referenční neutronové pole validováno sadou experimentů, které byly vykonány ve speciální AZ tvořené šesti palivovými soubory typu VVER-1000, poskládanými do geometrie zobrazené na obrázku 3.3. Uprostřed palivových souborů se nachází suchý experimentální kanál, ve kterém bylo referenční

neutronové pole validováno. Pokud má být neutronové pole prohlášeno za referenční, je zapotřebí znát přesné axiální i radiální rozložení výkonu v palivových souborech. Vzhledem k tomu, že palivové soubory na LR-0 mohou být rozloženy až na jednotlivé palivové proutky, bylo možné rozložení výkonu experimentálně ověřit. [30]

### 3.2.1 Určení rozložení výkonu na LR-0

Neutronové pole v suchém ozařovacím kanále vychází z okolního paliva. Pro spolehlivý popis takového pole je tedy nezbytné určit rozložení hustoty toku neutronů, neboli výkonu, v okolním palivu. [30]

Hustota výkonu byla odvozena od hustoty štěpení, která vychází z aktivity nahromaděných štěpných produktů. Výkon byl měřen v osmi proutcích vyznačených na obrázku 3.3. Měření aktivity probíhalo pomocí polovodičového HPGe detektoru, který byl umístěn do tlustého olověného stínění a vstupním okénkem o šířce 1 cm a délce 4,9 cm. Konfigurace měření proutků na HPGe je na obrázku 3.4. [29]

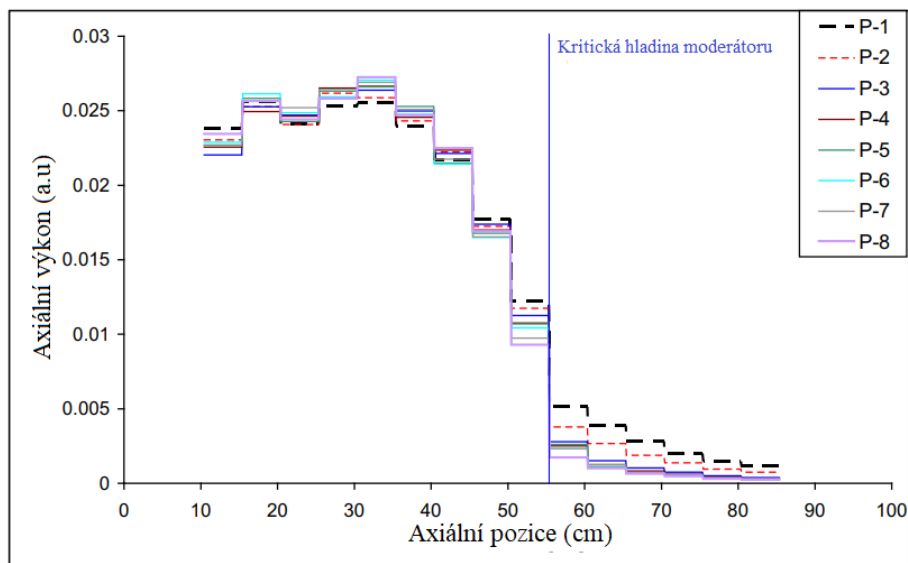


**Obrázek 3.4:** Měření aktivity proutku (IFP) na HPGe detektoru. A-vertikální řez. B-horizontální řez. [29]

Měřena byla aktivita  $^{92}\text{Sr}$  pomocí gama-linky 1383,9 keV. Každý proutek o poloměru 0,915 cm a délce 125 cm byl měřen na patnácti místech od 10,4 cm do 85,4 cm s korkem 5 cm. Pozice proutku byla udržována počítačově řízeným zařízením, které proutkem v průběhu měření otáčelo, za účelem kompenzace vlivu nehomogenního rozložení štěpných produktů. Článek [29] obsahuje detailní popis experimentu určování axiálního výkonu na LR-0.

Výsledky axiálního rozložení výkonu v jednotlivých palivových proutcích jsou zobrazeny na obrázku 3.5. Výrazný pokles axiálního výkonu je na hranici kritické hladiny moderátoru, která při provádění experimentu byla na hodnotě 55,4 cm. Z obrázku 3.5 je patrné, že výkonové rozdíly mezi proutky jsou výraznější v části, která je nemoderovaná. [29]

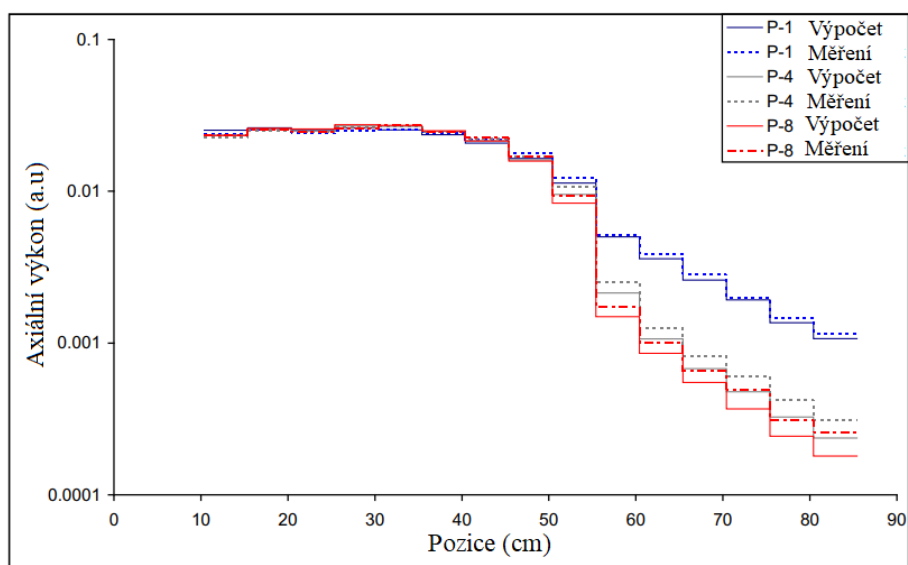
V rámci experimentu byl proveden i výpočet axiálního rozložení výkonu ve výpočetním kódu MCNP. Porovnání výpočtu a experimentálního měření je na obrázku 3.6. Shoda s výpočtem je výrazně lepší v moderované oblasti, a to zejména mezi 15 až 45 cm. Nejlepší shodu s výpočtem pak vykazuje proutek P-1, který se nachází na vnitřní straně palivového souboru, a je tak ovlivněn neutrony přicházejícími ze suchého kanálu. Nejistoty měření hustoty rozložení výkonu se pohybují v rozmezí 2% - 7%. [29]



**Obrázek 3.5:** Experimentálně určované axiální rozložení výkonu. [29]

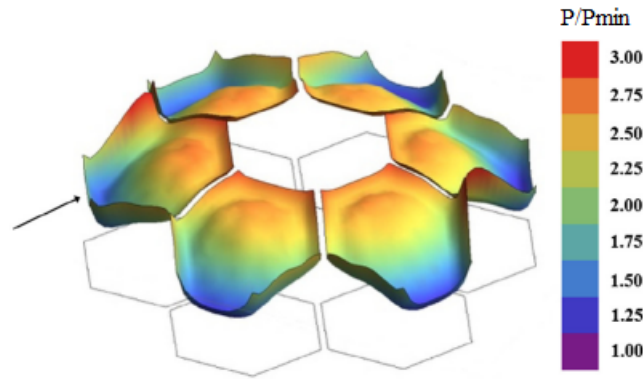
Z měření je patrné, že MCNP model relativně přesně predikuje rozložení výkonu v proutcích, a to zejména v části s velkým podílem tepelných neutronů. S rostoucí vzdáleností od hladiny moderátoru hustota výkonu výrazně klesá. [29]

Radiální distribuce výkonu byla vypočtena na základě modelu v MCNP a je zobrazena na obrázku 3.7. Z obrázku je patrné, že rozložení výkonu v proutcích obklopujících suchý kanál je symetrické, z čehož lze usuzovat, že pole v suchém kanálu bude homogenní. [30]



**Obrázek 3.6:** Porovnání experimentálního a vypočteného axiálního rozložení výkonu. [29]





**Obrázek 3.7:** Vypočtené radiální rozložení výkonu ve speciální AZ LR-0 (šipka ukazuje palivový soubor, který byl měřený experimentálně). [30]

### 3.2.2 Určení rozložení hustoty toku neutronů v ozařovacím kanále

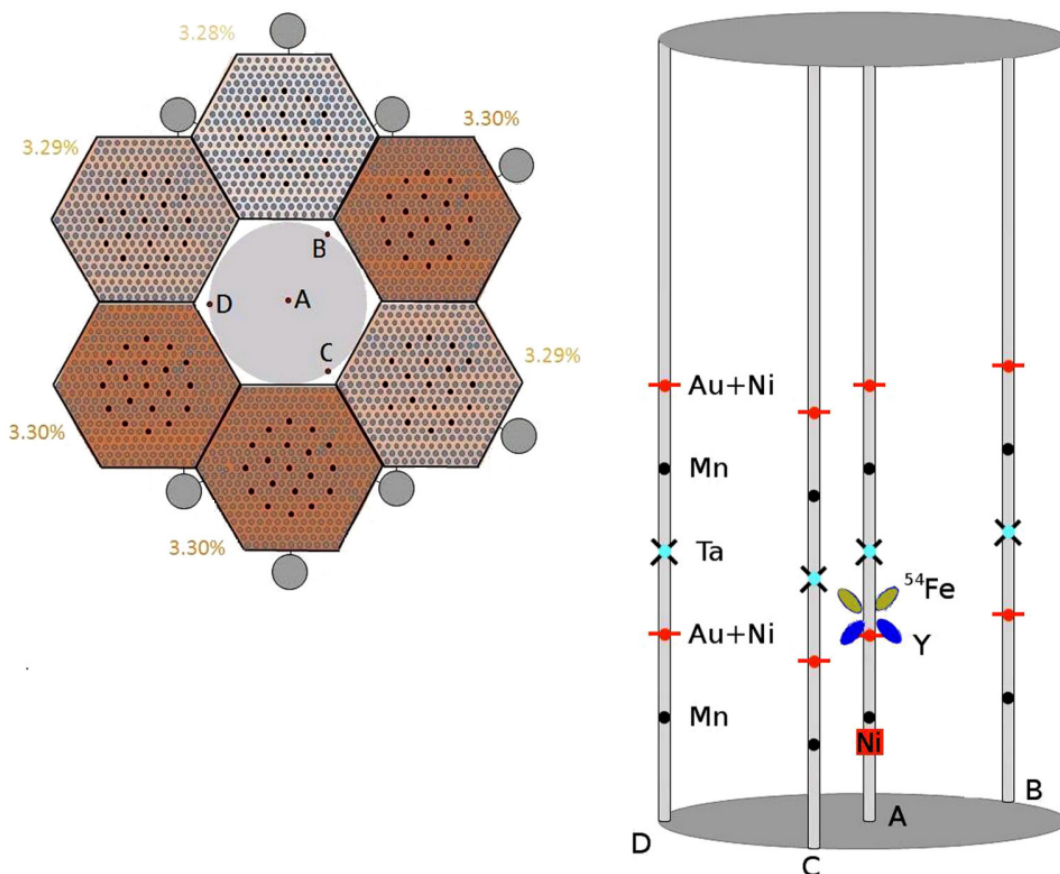
Znalost rozložení hustoty toku neutronů je klíčová ke správné charakterizaci neutronového pole. Experiment v článku [19] se zabývá určením rozložení hustoty toku neutronů ve speciální AZ reaktoru LR-0. Měření probíhalo pomocí aktivačních detektorů, které byly rozmístěny v suchém ozařovacím kanále. Aktivační fólie (Ni, Mn, 1% Au, Ta) byly rozmístěny do pevných pozic na speciálním hliníkovém držáku. Rozmístění aktivačních fólií a jejich pozice v AZ je patrné z obrázku 3.8. Ozařování probíhalo 10 hodin na výkonu cca 5 W. Výsledkem experimentu byl poměr reakčních rychlostí ve všech pozicích, které byly určeny gamaspektrometricky pomocí polovodičového HPGe detektoru. Společně s měřením byl proveden výpočet rozložení hustoty toku neutronů v suchém ozařovacím kanále ve výpočetním modelu MCNP. Vypočtené a naměřené hodnoty se následně porovnávaly. [31]

Změřené reakční rychlosti jsou uvedeny v tabulce 3.2 ve tvaru, kdy jednotlivé reakční rychlosti jsou vztaženy na průměrnou reakční rychlost v dané úrovni. Z hodnot v tabulce 3.2 je patrné, že experiment je ve shodě s výpočtem. Dále lze říci, že radiální i axiální distribuce reakčních rychlostí je téměř homogenní, a tedy i hustota toku neutronů je téměř homogenní. [31]

**Tabulka 3.2:** Relativní reakční rychlosti v různých pozicích v ozařovacím kanálu. [31]

Úroveň	Fólie	Experiment				MCNP výpočet			
		A	B	C	D	A	B	C	D
1	Mn	1,007	0,982	1,014	0,997	0,991	1,001	1,002	1,005
2	Au	0,992	0,975	1,009	1,023	0,992	0,996	0,998	1,014
2	Ni	0,993	1,009	0,971	1,027	0,971	1,008	1,004	1,017
3	Ta	0,988	1,000	1,004	1,009	0,976	1,014	1,001	1,010
4	Mn	0,977	0,985	1,031	1,007	0,982	1,007	1,005	1,006
5	Au	1,009	0,977	0,986	1,027	0,991	0,986	1,015	1,008
5	Ni	1,018	0,995	1,027	0,961	0,969	1,009	1,009	1,013

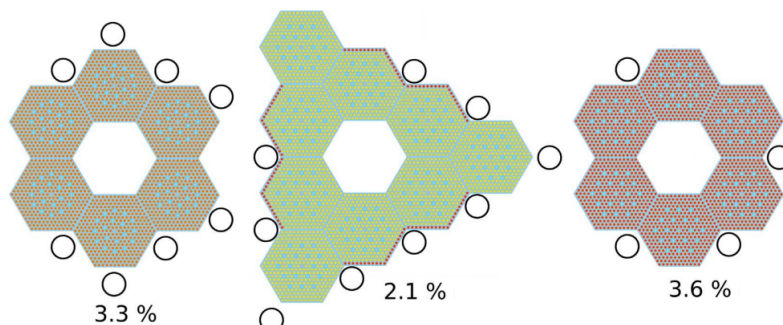




Obrázek 3.8: Rozmístění aktivačních detektorů na držáku a v suchém kanále. [31]

### 3.2.3 Energetické spektrum neutronů v ozařovacím kanále

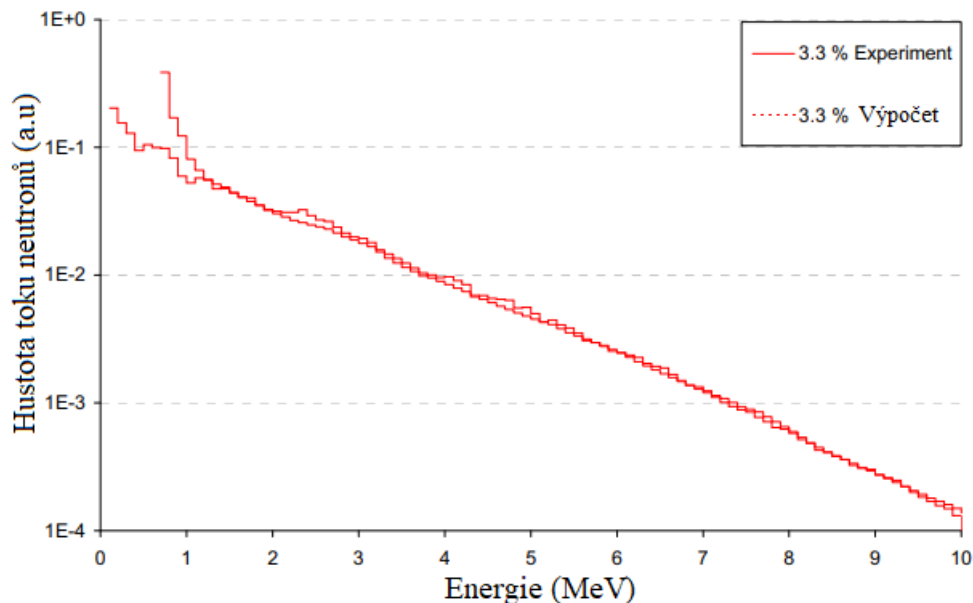
Správné určení energetického spektra neutronů je nedílnou součástí popisu referenčního neutronového pole. V AZ reaktoru LR-0 většina neutronů pochází ze štěpení  $^{235}\text{U}$ , ale spektrum v ozařovacím kanálu není zcela identické se štěpným spektrem  $^{235}\text{U}$ . Hlavním důvodem jsou rozptylové interakce, které podstoupí výrazná část neutronů před dosažením ozařovací pozice. [30]



Obrázek 3.9: Konfigurace AZ použitých při experimentu [32]. [32]

Článek [32] se zabývá měřením neutronového spektra od 0,8 MeV do 10 MeV. Měření probíhalo metodou odražených protonů pomocí scintilačního detektoru. Spektrum bylo měřeno ve třech konfiguracích AZ na reaktoru LR-0 o obohacení 3,3 %, 3,6 % a 2,07 %. Použité konfigurace AZ jsou zobrazeny na obrázku 3.9. [32]

Detektor byl vždy umístěn do centrálního ozařovacího kanálu a to do úrovně závislé od kritické hladiny moderátoru. Z hlediska referenčního pole neutronů a této DP je důležitá konfigurace AZ s obohacením 3,3 % a dále jsou uvedeny výsledky pouze pro tuto AZ. Scintilační detektor byl umístěn do středu kanálu ve výšce 28 cm nad koncem palivového sloupce. Součástí experimentu byl i MCNP výpočet neutronového spektra v ozařovacím kanále. Výpočet byl následně porovnán s experimentálním měřením. [32]



**Obrázek 3.10:** Neutronové spektrum v AZ o obohacení 3,3 % . [32]

Obrázek 3.10 porovnává naměřené a vypočtené neutronové spektrum pro AZ s obohacením 3,3 %. Z obrázku je patrná shoda od cca 1,2 MeV výše, kde se odchylky pohybují do 5 %. Odchylky v celém uvažovaném intervalu energií se pak pohybují do 10 %. [32]

### 3.3 Výpočetní kód MCNP

Monte Carlo N-Particle (MCNP) je výpočetní kód vyvinutý a udržovaný v Národních laboratořích Los Alamos. Jedná se o kód počítající transport neutronů, gama i dalších částic metodou Monte Carlo. [33]

Metoda Monte Carlo se značně liší od deterministických metod založených na řešení konkrétních diferenciálních rovnic v diskrétním prostoru. Využívá simulace dráhy částice a ukládá požadované průměrné hodnoty jejich chování. Místo toho, aby kód řešil diskretizované diferenciální transportní rovnice, simuluje historie částic na základě pravděpodobnosti. Pravděpodobnosti simulovaných událostí vychází z jaderných dat, které je potřeba kódu poskytnout. [34]

MCNP používá knihovny jaderných a atomových dat se spojitou energií. Hlavními zdroji jaderných dat jsou evaluace z Evaluated Nuclear Data File (ENDF), Evaluated Nuclear Data Library (ENDL), Activation Library (ACTL) z Livermore, a evaluace z Applied Nuclear Science (T-2) Group v Los Alamos. Evaluovaná data jsou zpracována do formátu vhodného pro MCNP pomocí programů jako je NJOY.

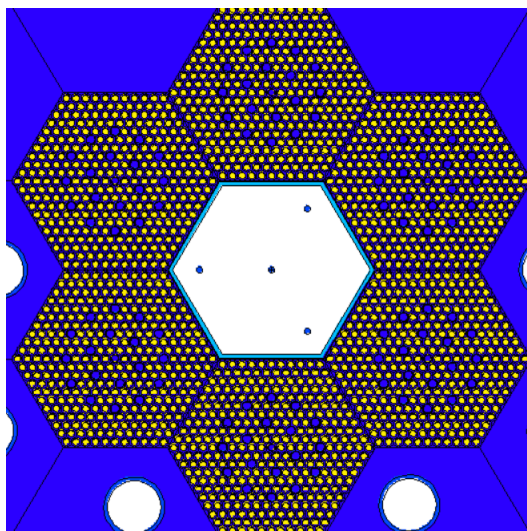
Zpracované jaderné datové knihovny zachovávají co nejvíce detailů z původních evaluací, aby věrně reprodukovaly záměr evaluátora. [34]

MCNP umožňuje detailní popisy geometrií a materiálů v modelu, včetně složitých 3D geometrií a nehomogenních materiálů. Deterministické kódy často pracují s aproximacemi geometrií a materiálů, což může ovlivnit přesnost výsledků, ale také časovou náročnost výpočtu. MCNP obvykle poskytuje vyšší přesnost výsledků, ale na úkor výpočetního času. Naopak deterministické kódy jsou obvykle rychlejší, ale mohou vykazovat menší přesnost, zejména v oblastech s vysokým gradientem neutronového toku. [34]

### 3.3.1 MCNP model speciální AZ reaktoru LR-0

Pro výpočty spojené s experimenty ve speciální AZ reaktoru LR-0 byl vytvořen MCNP model. Model byl sestaven na základě reálné geometrie a rozměrů. Jediné zjednodušení bylo uplatněno na distanční mřížku palivových souborů, jejíž materiál a objem byl homogenizován s vodou přítomnou v reaktoru. Hlavním zdrojem nejistot jsou výrobní tolerance prvků AZ, které jsou jen těžko přenositelné na výpočetní model a nejistoty v určení hladiny moderátoru.

Model speciální AZ s referenčním polem v ozařovacím kanále je zobrazen na obrázku 3.11. Ověřování MCNP modelu probíhalo v celé řadě experimentů, z nichž nějaké jsou uvedeny výše. Pro ilustraci může sloužit experiment z podkapitoly 3.2.2, kde byly porovnávány naměřené a vypočtené reakční rychlosti v suchém ozařovacím kanále. Z výsledků všech experimentů vyplývá, že model dobře popisuje chování neutronů ve speciální AZ a udává správné výsledky.



**Obrázek 3.11:** MCNP model speciální AZ reaktoru LR-0 s referenčním polem.

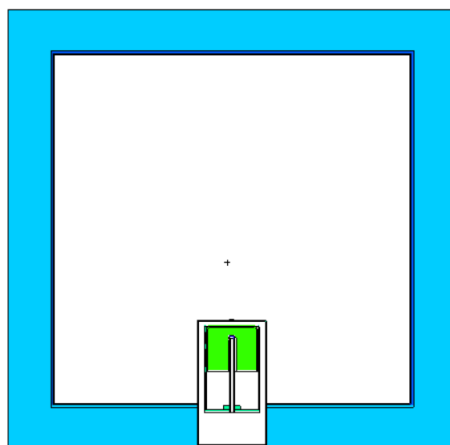
### 3.3.2 MCNP model HPGe detektoru

Důležitou proměnnou při určování reakčních rychlostí je detekční účinnost detektoru pro vybranou gama-linku. Polovodičový detektor HPGe použitý k měření reakčních rychlostí při výkonu experimentu v kapitole 4, nacházející se v laboratořích na reaktoru LR-0, má tu výhodu, že má detailně definované rozměry a materiály, a tak mohl být vytvořen přesný MCNP model. [26]



**Obrázek 3.12:** Rentgenový snímek HPGe detektoru. [26]

Jelikož při pořizování detektoru dodavatel neuvádí všechny potřebné rozměry, je tvorba MCNP závislá na zjišťování těchto údajů. Nejdůležitějším údajem je objem krystalu. Ten se zjišťuje v několika krocích. V prvním kroku je pořízen radiografický snímek detektoru, ze kterého je získán první odhad rozměrů krystalu. Přesné měření je závislé na rozeznávání odstínů šedi, které jsou pro materiály obsažené v detektoru velmi podobné. Dále probíhá měření s etalonem aktivity v podobě Marinelliho nádoby, které je porovnáváno s výpočtem. Během několika iterací je možné stanovit poměrně přesný objem krystalu. Nakonec je nutné určit výšku a průměr při zachování objemu krystalu. To se stanovuje pomocí bodových kalibračních zářičů v různých geometriích. Opět dochází k porovnání měření s výpočtem a sledování vzájemných odchylek. [26]



**Obrázek 3.13:** MCNP model HPGe detektoru na LR-0.

Sestavený model byl validován na základě měření se zářiči v Marinelliho ná-

---

době a bodovými zářiči. Odchyly mezi měřením a výpočtem se pro bodové zářiče pohybovaly do 1,9 % a pro Marinelliho nádobu do hodnoty 1 %. Díky existujícímu MCNP modelu je tedy možné měřit vzorky libovolných tvarů v různých měřících geometriích, protože mohou být přesně namodelovány v MCNP. [26]



# Kapitola 4

## Experiment na reaktoru LR-0 v Řeži

Experiment provedený na reaktoru LR-0 měl za cíl validovat účinný průřez reakce (n,g) na  $^{63}\text{Cu}$ . Byl založen na měření reakčních rychlostí v různých neutronových filtrech a probíhal v zimních měsících akademického roku 2023/2024. Součástí experimentu byly i výpočty ve výpočetním kódu MCNP, konkrétně výpočty neutronových spekter v neutronových filtrech a výpočty detekční účinnosti. Vzhledem k tomu, že autor nevlastní licenci pro používání MCNP, všechny výpočty byly spuštěny vedoucím práce, autor pouze připravil vstupní soubory pro výpočet.

### 4.1 Příprava ozařovacího experimentu

Příprava ozařovacího experimentu spočívala v osazení držáku aktivačními detektory a ve výrobě neutronových filtrů.

Jako neutronové filtry byly použity přírodní  $\text{B}_4\text{C}$ , obohacený  $\text{LiF}$  na 95 %  $^6\text{Li}$  a přírodní  $\text{Cd}$ . Dále byl použit tzv. void, což je označení pozice bez filtru. Do všech neutronových filtrů a do voidu byly umístěny aktivační detektory ve formě fólií. Fólie byly navršeny na sebe a uzavřeny do filtrů. Filtry  $\text{B}_4\text{C}$  a  $\text{LiF}$  byly tvořeny práškem napěchovaným do hliníkového pouzdra. Obrázek 4.1 ukazuje naplněná pouzdra práškem. Kadmiový filtr je tvořen klasickým kadmiovým pouzdem kruhového tvaru.



**Obrázek 4.1:** Hliníková pouzdra naplněná práškem  $\text{B}_4\text{C}$  (vlevo) a  $\text{LiF}$  (vpravo).

Do všech filtrů byly umístěny aktivační detektory tvořené  $\text{Cu}$ ,  $\text{Mn}$ , 1 %  $\text{Au}$  a 100 %  $\text{Au}$ . Další aktivační detektory byly rozmístěny do různých pozic na držák, za účelem monitorování rozložení hustoty toku neutronů. Tyto detektory byly kruhové

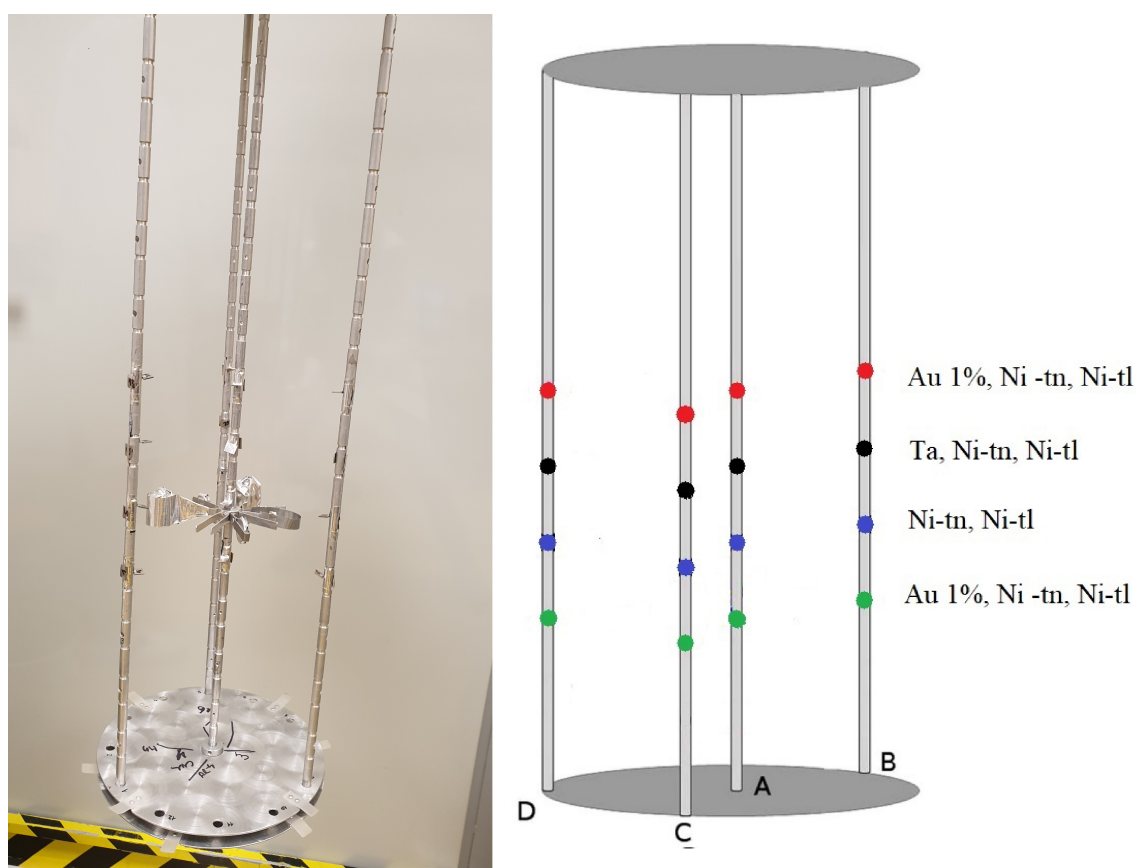


a čtvercové fólie vyrobené z Ni, Au a Ta. Parametry všech použitých aktivačních fólií jsou uvedeny v tabulce 4.1.

**Tabulka 4.1:** Parametry všech použitých aktivačních fólií.

Fólie	počet	tvar	rozměry (mm)	hmotnost (mg)
Cu - tenká	4	válec	d=5 , h=0,127	21,06 - 22,91
Cu - tlustá	4	válec	d=5 , h=1	190,80 - 212,24
Au-1%	4	válec	d=5 , h=0,1	4,30 - 7,80
Au-100%	4	kvádr	a=3x3, h=0,1	7,53 - 10,48
Mn	4	válec	d=5 , h=0,5	52,07 - 74,01
Ni - tenký	16	kvádr	a=10x10, h=0,1	80,49 - 94,06
Ni - tlustý	16	kvádr	a=8x8, h=1	558,41 - 575,87
Ta	4	kvádr	a=3x3, h=0,1	24,43 - 28,90
Au3,6-1%	8	válec	d=3,6 , h=0,1	2,71 - 2,97

Všechny aktivační detektory a filtry byly připevněny na speciální hliníkový držák tvořený čtyřmi tyčemi na konci zasazenými do nosné kruhové konstrukce. Aktivační detektory byly připevněny do pozic na držáku, viz obrázek 4.2. Neutronové filtry byly připevněny na středovou tyč do výšky 22 cm od konce držáku.

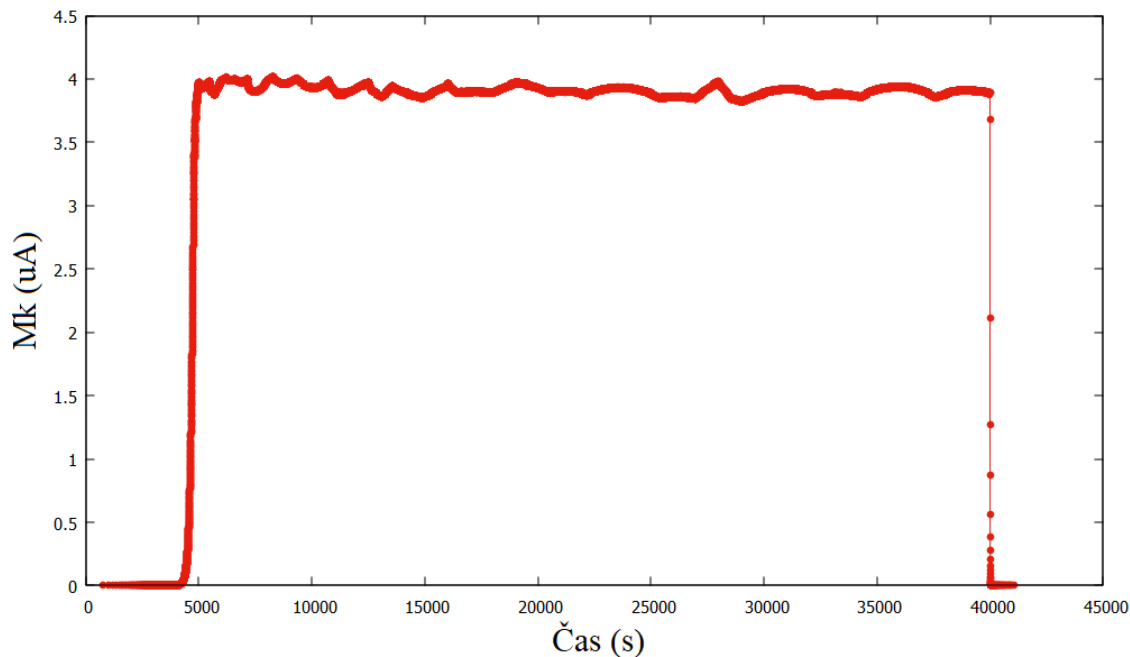


**Obrázek 4.2:** Držák aktivačních detektorů a neutronových filtrů.



## 4.2 Ozařování na LR-0

Ozařování probíhalo dne 11.12.2023 a trvalo 9 hodin a 47 minut. Výkon reaktoru se pohyboval okolo 10 W. Průběh výkonu při ozařování je zobrazen na obrázku 4.3. Ozařování probíhalo ve speciální AZ skládající se ze šesti palivových souborů a centrálního ozařovacího kanálu (popsáno v kapitole 3), kde byl umístěn držák s aktivačními detektory.



**Obrázek 4.3:** Průběh výkonu při ozařování.

Z obrázku 4.3 je vidět, že výkon není konstantní po celou dobu ozařování. Pro výpočet reakčních rychlostí nemůže být tedy použit přímo vzorec (1.9), ale musí být poupřaven. Výraz  $(1 - e^{-\lambda t_0})$  bude nahrazen výrazem:

$$\frac{A(\bar{P})}{A_{\text{sat}}(\bar{P})} = \sum_i P_{\text{rel}}^i \cdot (1 - e^{-\lambda \Delta t_{\text{oz}}^i}) \cdot e^{-\lambda \Delta t_{\text{kon}}^i}, \quad (4.1)$$

kde  $P_{\text{rel}}^i$  je relativní výkon v  $i$ -tém intervalu,  $\Delta t_{\text{oz}}^i$  je časový krok  $i$ -tého intervalu a  $\Delta t_{\text{kon}}^i$  je čas od konce  $i$ -tého intervalu do konce ozařování.

Výsledná korekce se bude lišit pro jednotlivé radionuklidy v závislosti na rozpadové konstantě  $\lambda$ . V podstatě se jedná o rozdělení ozařování na dílčí časové intervaly, na kterých se předpokládá konstantní výkon a produkce radioaktivních jader.

Po ukončení ozařování byl suchý kanál s držákem vyjmut z reaktoru a byla kontrolována jeho aktivita. Držák byl následně přenesen do gama-spektrometrické laboratoře, kde byl rozebrán a jednotlivé aktivační detektory byly připraveny k měření na HPGe detektoru.



**Obrázek 4.4:** Vyzdvihování suchého kanálu u reaktoru LR-0 po ukončení ozařování.

### 4.3 Měření reakčních rychlostí

Měření reakčních rychlostí probíhalo gama-spektrometricky od 11.12.2023 do 5.1.2024. Měření probíhalo na HPGe detektoru dostupném v laboratořích na reaktoru LR-0. Měřily se vybrané gama-linky produktů aktivačních reakcí. Tabulka 4.2 obsahuje seznam využitých reakcí a gama-linek. Měření probíhalo ve dvou geometriích na čele nebo v 10 cm, podle velikosti mrtvé doby.

**Tabulka 4.2:** Reakce a jejich parametry využité při měření reakčních rychlostí.

Prvek	Reakce	$\lambda$ (1/s)	Energie $\gamma$ (keV)	Intenzita $\gamma$	$A/A_{\text{sat}}$
$^{56}\text{Mn}$	$^{55}\text{Mn}(n,g)^{56}\text{Mn}$	7,46E-05	846,7	0,99	0,930
$^{198}\text{Au}$	$^{197}\text{Au}(n,g)^{198}\text{Au}$	2,97E-06	411,8	0,95	0,099
$^{58}\text{Co}$	$^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$	1,13E-07	810,8	0,99	0,003
$^{182}\text{Ta}$	$^{181}\text{Ta}(n,g)^{182}\text{Ta}$	7,01E-08	1121,3	0,34	0,002
$^{64}\text{Cu}$	$^{63}\text{Cu}(n,g)^{64}\text{Cu}$	1,51E-05	511	0,35	0,414

## 4.4 Vyhodnocení měření reakčních rychlostí

Hodnocení reakční rychlostí vycházelo ze vzorce (1.9), který byl upraven v závislosti na nekonstantním výkonu, jak bylo vysvětleno v podkapitole 4.2. Důležitým parametrem ve vzorci (1.9) je detekční účinnost  $\epsilon(E_\gamma)_{\text{FEP}}^{\text{abs}}$ , která byla pro konkrétní aktivační fólie počítána v MCNP.

Dále bylo potřeba výslednou reakční rychlost korigovat na dva jevy, které ji ovlivňují. Prvním jevem je sumační efekt koincidence a druhým je stínění v rezonancích. Obě korekce i s výpočtem detekční účinnosti jsou probírány níže.

### 4.4.1 Sumační efekt koincidence

Gama-spektrometrické měření reakčních rychlostí je ovlivněno sumačním efektem koincidence. Jev vzniká, jestliže další fotony předají svou energii a nebo její část zároveň s fotonem o sledované energii. Pokud se tak stane, v detektoru se objeví puls o amplitudě s jinou energií a zařadí ho do nesprávného kanálu. Efekt tak vede ke snížení počtu pulzů v peaku FEP. Sumační efekt se objevuje především u radionuklidů se složitým rozpadovým schématem s linkami o větších radiačních výtěžcích. Jádro v excitovaném stavu přejde na nižší energetickou hladinu vyzářením gama a následně v řádu ps přejde do ještě nižšího stavu vyzářením dalšího gama. V případě, že jsou obě gama kvanta vyzářeny do detektoru, jsou zachyceny současně a dochází tedy ke vzniku sumace. [8]

Sumační efekt lze výrazně potlačit geometrií měření. Pravděpodobnost vzniku sumace závisí na prostorovém úhlu, ve kterém se nachází detektor a je tedy zřejmé, že s větší vzdáleností od vzorku od detektoru bude efekt klesat.

Článek [35] se zabývá matematickou korekcí na koincidence pro bodové zářiče. Rovnice z [35] byly použity k výpočtu korekčního faktoru i v této DP a výsledné hodnoty jsou uvedeny v tabulce 4.4.

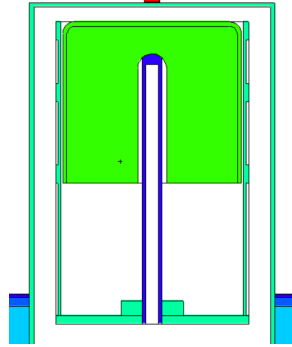
**Tabulka 4.3:** Hodnoty korekčního faktoru na sumační efekt koincidence.

Folie	pozice	$E_\gamma$ (keV)	koincidence
Au-100 %	10 cm	411,8	0,999
Cu - tlustá	čelo	511	-
Cu - tenká	čelo	511	-
Au-1 %	čelo	411,8	0,997
Au-100 %	čelo	411,8	0,997
Au5mm-1 %	čelo	411,8	0,997
Mn	čelo	846,8	0,865
Mn	10 cm	846,8	0,996
Ni - tlustý	čelo	810,8	0,933
Ni - tenký	čelo	810,8	0,937
Ta	čelo	1121,3	0,867

### 4.4.2 Výpočet detekční účinnosti

Výpočet detekční účinnosti vychází ze vzorce (1.13). Pro zajištění větší přesnosti měření byl využit MCNP model HPGe detektoru dostupný v CVŘ, do kterého byly

postupně domodelovány jednotlivé použité aktivační detektory. Příklad modelu pro aktivační fólii Au-100 % v pozici "čelo" je zobrazen na obrázku 4.5.



**Obrázek 4.5:** MCNP model použitý k výpočtu detekční účinnosti pro aktivační fólii Au 100 %.

V rámci výpočtu byl modelován počet částic s příslušnou energií peaku, který se z aktivačního detektoru dostane do citlivého objemu detektoru (světle zelená část na obrázku 4.5). Poměr částic s příslušnou energií peaku, které se dostaly do citlivého objemu ku počtu celkově vyzářených částic pak dává onu detekční účinnost. Výsledné hodnoty detekční účinnosti jsou uvedeny v tabulce 4.3.

**Tabulka 4.4:** Vypočtené hodnoty detekční účinnosti pro použité aktivační fólie.

Folie	pozice	$E_\gamma$ (keV)	$\epsilon(E_\gamma)_{\text{FEP}}^{\text{abs}}$	$\epsilon_{\text{tot}}$
Au-100 %	10 cm	411,8	4,23E-03	1,53E-02
Cu - tlustá	čelo	511	6,92E-02	3,34E-01
Cu - tenká	čelo	511	6,75E-02	3,24E-01
Au-1 %	čelo	411,8	8,21E-02	3,20E-01
Au-100 %	čelo	411,8	8,03E-02	3,17E-01
Au3,6mm-1 %	čelo	411,8	8,21E-02	3,20E-01
Mn	čelo	846,8	4,32E-02	3,25E-01
Mn	10 cm	846,8	2,38E-03	1,53E-02
Ni - tlustý	čelo	810,8	4,68E-02	3,87E-01
Ni - tenký	čelo	810,8	4,54E-02	3,26E-01
Ta	čelo	1121,3	3,56E-02	3,29E-01

#### 4.4.3 Stínění v rezonancích

Při použití tenkých aktivačních detektorů se očekává potlačení jevu stínění v rezonancích. Nicméně v praxi i tak dochází k projevům tohoto efektu a proto se počítá korekční faktor i pro tenké fólie.

Rezonanční stínění je jev, který se projevuje u reakcí s rezonancemi v účinném průřezu. Velké a široké rezonance způsobí, že neutron bude interagovat v blízkosti povrchu materiálu a nepřispívá tak k neutronovému toku ve středu vzorku, nebo v tomto případě aktivační fólie. Kvůli tomu bude neutronový tok uvnitř aktivační fólie menší než tok ve stejné geometrii bez materiálu.

Výpočet korekčních faktorů na stínění v rezonancích probíhal ve výpočetním kódu MCNP, a to tak, že byly vypočteny reakční rychlosti v aktivačních fóliích

a reakční rychlosti v geometrii odpovídající aktivačním fóliím, ale bez materiálu. Následně byly reakční rychlosti dány do poměru reakční rychlost bez materiálu ku reakční rychlosti s materiálem, což představuje hledaný korekční faktor na stínění v rezonancích. Hodnoty korekce na stínění v rezonancích jsou uvedeny v tabulce 4.5.

**Tabulka 4.5:** Hodnoty korekce na stínění v rezonancích pro použité aktivační fólie a filtry.

Fólie	B <sub>4</sub> C	LiF	Cd	void
Cu-tenká	1,509	1,496	1,338	1,041
Au 100%	2,393	3,051	3,737	2,196
Mn	1,719	1,644	1,366	1,102
Au-1%	1,145	1,170	1,213	1,019
Cu-tlustá	2,051	2,027	1,607	1,109

#### 4.4.4 Škálovací faktor

Škálovací faktor zohledňuje emisivitu neutronů v AZ. Udává kolik neutronů v AZ vznikne za jednu sekundu. Stanovuje se na základě poměru naměřených reakčních rychlostí ku vypočteným reakčním rychlostem v MCNP.

Měřené reakční rychlosti pocházely od monitorů toků, což byly aktivační detektory z Ni, Ta a Au, které byly rozmístěny na držáku viz obrázky 4.2. Výpočtové reakční rychlosti byly stanoveny pomocí MCNP ve stejných místech na držáku. Výsledný škálovací faktor je průměr všech škálovacích faktorů vypočtených ve všech sledovaných místech na držáku.

**Tabulka 4.6:** Výsledná hodnota škálovacího faktoru.

Škálovací faktor	nejistota (%)
$7,952 \cdot 10^{11}$	2,86

#### 4.4.5 Výsledné reakční rychlosti

Výsledné reakční rychlosti byly stanoveny na základě vzorce (1.9) upraveného na nekonstantní výkon vztahem (4.1). Dále byla započítána korekce na pravé sumace a stínění v rezonancích. Nakonec byly reakční rychlosti škálovány škálovacím faktorem, který pro reaktor LR-0 nabývá hodnoty  $7,952 \cdot 10^{11}$ . Výsledné hodnoty měřených reakčních rychlostí ve všech použitých aktivačních detektorech jsou uvedeny v příloze v tabulkách 13 a 14.

V rámci ověření správnosti měření byly reakční rychlosti změřené v Mn ve filtru B<sub>4</sub>C a v Cd filtru porovnány s reakčními rychlostmi naměřenými ve stejných filtrech v podobném experimentu ze článku [15] provedeném na reaktoru LR-0. Reakční rychlosti v Cd se liší o 1,80 % a reakční rychlosti v B<sub>4</sub>C se liší o 2,93 %.

Další indikátor správnosti měření a vyčíslení reakčních rychlostí je fakt, že reakční rychlosti v tenké a tlusté mědi by měly být teoreticky stejné. Číselně stejně samozřejmě nebudou, ale musí si být blízké. V tabulce 4.7 je vidět, že hodnoty odchylky reakčních rychlostí v Cd a ve voidu jsou zanedbatelné. Odchylky v B<sub>4</sub>C a v LiF jsou větší, což bude nejspíše způsobeno překryvem aktivačních fólií v neutronových filtrech.

**Tabulka 4.7:** Odchytky reakčních rychlostí pro aktivační detektory z mědi.

Cu	Tenká	Tlustá	odchylka
B <sub>4</sub> C	1,75E-29	1,66E-29	5,10 %
LiF	1,95E-29	1,81E-29	7,41 %
Cd	2,72E-29	2,78E-29	2,18 %
Void	1,36E-28	1,37E-28	1,16 %

## 4.5 Stanovení reakčních rychlostí výpočtem

Stanovení reakčních rychlostí výpočtem probíhalo na základě neutronových spekter v použitých neutronových filtrech vypočtených v MCNP modelu reaktoru LR-0 a grupových účinných průřezů z knihoven ENDF/B-VIII, JEFF-3.3 a IRDFF-II. Veličina reakční rychlost je dána vztahem:

$$R_r = \int_E \sigma(E) \cdot \phi(E) dE, \quad (4.2)$$

který pro diskrétní energii a účinný průřez přejde na skalární součin:

$$R_r = \sum_i^N \sigma_i \cdot \phi_i, \quad (4.3)$$

kde N označuje počet grup a  $\sigma_i$ , resp.  $\phi_i$ , označují účinný průřez, resp. hustotu toku neutronů v i-té grupě.

### 4.5.1 Výpočet neutronových spekter v různých filtrech

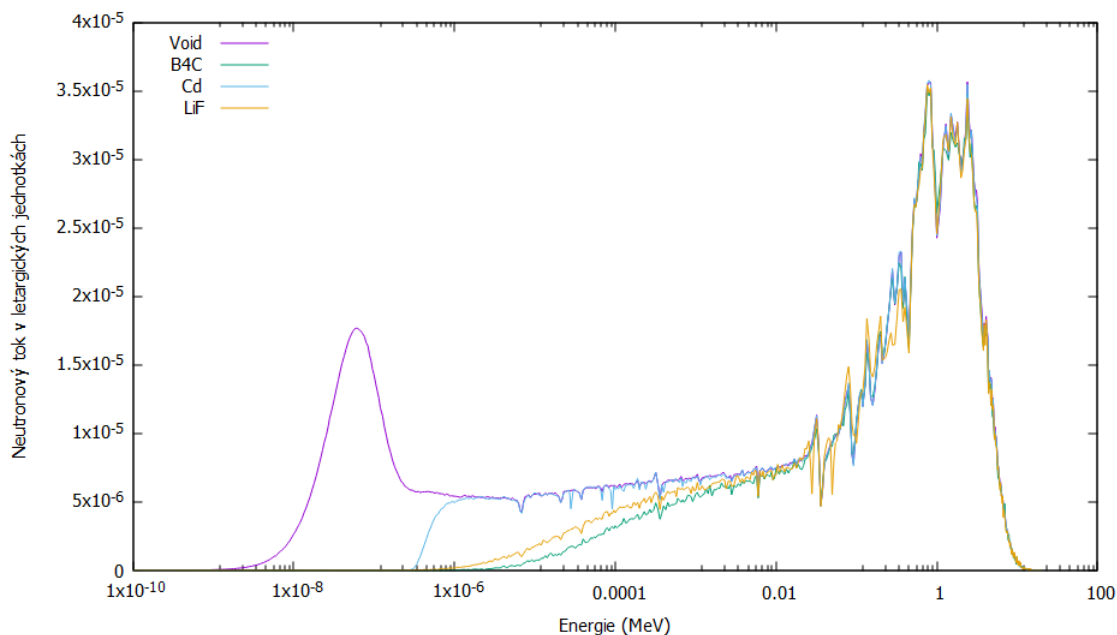
Neutronová spektra byla počítána na základě modelu speciální AZ reaktoru LR-0 v MCNP. Do dostupného modelu reaktoru byly domodelovány neutronové filtry a počítala se spektra neutronů uvnitř filtrů. Neutronové filtry B<sub>4</sub>C a LiF byly ve formě prášku napěchovaného do hliníkových pouzder tvaru válce. Kadmiový filtr byl tvořen klasickým pouzdem a void představoval ozařovací pozici bez filtru. Velikosti a další charakteristiky použitých filtrů jsou uvedeny v tabulce 4.8.

**Tabulka 4.8:** Charakteristiky použitých neutronových filtrů.

Filtr	složení	Průměr (mm)	Výška (mm)	tloušťka stěny (mm)	Hustota (g/cm <sup>3</sup> )
B <sub>4</sub> C	přírodní	21	21	1	1,197
LiF	95% <sup>6</sup> Li	21	21	1	1,038
Cd	přírodní	12,7	5	0.6	8,65
Void	-	-	-	-	-

Výpočet spekter ve filtrech byl proveden výpočetním kódem MCNP v CVŘ. Výsledná spektra jsou zobrazena na obrázku 4.6. Neutronová spektra byla vykreslena v, tzv. letargických jednotkách, tzn.:

$$\frac{\phi(E_{up})}{\ln(E_{up}) - \ln(E_{low})}. \quad (4.4)$$



**Obrázek 4.6:** Neutronová spektra v použitých neutronových filtrech.

### 4.5.2 Výpočtové reakční rychlosti

Výpočtové reakční rychlosti byly vyčísleny na základě vzorce (4.3) s použitím vypočtených neutronových spekter a grupovaných účinných průřezů. Grupované účinné průřezy byly získány z databáze JANIS [1] v 640 grupách. Byly počítány reakční rychlosti třech reakcí, a to reakce  $^{55}\text{Mn}(n,g)^{56}\text{Mn}$ ,  $^{197}\text{Au}(n,g)^{198}\text{Au}$  a  $^{63}\text{Cu}(n,g)^{64}\text{Cu}$ . Výsledné hodnoty výpočtových reakčních rychlostí jsou uvedeny v tabulce 4.9. Jelikož k vyčíslení reakčních rychlostí byla použita stejná spektra neutronů, budou se výsledné hodnoty lišit pouze v závislosti na rozdílech v uvažovaných grupových účinných průřezích. Porovnání použitých grupových účinných průřezů pro jednotlivé reakce je uvedeno v příloze (obrázky 7-9).

**Tabulka 4.9:** Hodnoty reakčních rychlostí vypočtené pomocí spekter v MCNP a účinných průřezů z knihoven IRDFF-II, ENDF/B-VIII, JEFF-3.3 a JENDL-5. (1/s)

Au	IRDFF-II	ENDF/B-VIII	JEFF-3.3	JENDL-5
Void	1,11E-26	1,11E-26	1,11E-26	1,11E-26
Cd	8,12E-27	8,09E-27	8,09E-27	8,09E-27
B <sub>4</sub> C	7,79E-28	7,65E-28	7,66E-28	7,65E-28
LiF	1,86E-27	1,84E-27	1,84E-27	1,84E-27
Cu	IRDFF-II	ENDF/B-VIII	JEFF-3.3	JENDL-5
Void	1,63E-28	1,63E-28	1,67E-28	1,64E-28
Cd	3,21E-29	3,21E-29	3,49E-29	3,25E-29
B <sub>4</sub> C	1,92E-29	1,91E-29	2,13E-29	2,09E-29
LiF	2,21E-29	2,20E-29	2,45E-29	2,37E-29
Mn	IRDFF-II	ENDF/B-VIII	JEFF-3.3	JENDL-5
Void	4,69E-28	4,70E-28	4,74E-28	4,74E-28
Cd	7,95E-29	7,96E-29	8,46E-29	8,44E-29
B <sub>4</sub> C	3,74E-29	3,74E-29	4,08E-29	4,07E-29
LiF	4,67E-29	4,67E-29	5,08E-29	5,07E-29

Reakce  $^{197}\text{Au}(n,g)^{198}\text{Au}$  je považována za neutronový standard v enegetickém intervalu od 200 keV do 2,8 MeV a pro tepelné energie [36] a neměla by se tedy příliš v jednotlivých knihovnách lišit. To je patrné i z dosažených výsledků, kde se nejvíce liší hodnota v IRDFF-II pro filtr  $\text{B}_4\text{C}$ , a to o 1,8 %.

Reakční rychlosti pro mangan se téměř shodují v knihovnách IRDFF-II a ENDF/B-VIII, ale knihovny JEFF-3.3 a JENDL-5 se liší výrazněji ve filtrech  $\text{B}_4\text{C}$ , Cd i LiF, a to až o 8,2 % v LiF od ENDF/B-VIII.

Měď je na tom podobně jako mangan, kdy se reakční rychlosti v knihovnách IRDFF-II a ENDF/B-VIII téměř shodují, ale liší se knihovna JEFF-3.3 a JENDL-5, relativní odchylka reakční rychlosti v  $\text{B}_4\text{C}$  je 10,3 %. JENDL-5 se blíží k ENDF/B-VIII a IRDFF-II ve voidu a Cd filtru, ale v  $\text{B}_4\text{C}$  a LiF se přibližuje ke knihovně JEFF-3.3.

## 4.6 Porovnání výpočtu s měřením

Do porovnání s výpočtem byly vybrány reakční rychlosti v Mn, Au-100% a Cu. U Cu byl použit průměr reakčních rychlostí v tenké a tlusté fólii, Mn byl použit tak, jak se naměřil. Au-100% bylo použito, protože z porovnání reakčních rychlostí v Au-100% a Au-1% je pravděpodobné, že došlo k vzájemnému ovlivnění zlatých fólií. Toto ovlivnění je způsobeno překryvem aktivačních detektorů Au-100% a Au-1%, které jsou umístěny ve filtrech  $\text{B}_4\text{C}$  a LiF spolu s ostatními aktivačními detektory do komínku na sebe. Nicméně předpokládá se, že Au-100% je ovlivněno méně než Au-1%, a to z důvodu větší atomové hustoty Au-100%. Výsledné hodnoty vstupující do vyčíslování odchylek výpočtu od měření jsou uvedeny v tabulce 4.10.

**Tabulka 4.10:** Hodnoty změřených reakčních rychlostí použité k výpočtu odchylek. (1/s)

Měření	Au	Cu	Mn
Void	1,12E-26	1,37E-28	4,57E-28
Cd	7,76E-27	2,75E-29	7,65E-29
$\text{B}_4\text{C}$	8,49E-28	1,70E-29	3,75E-29
LiF	1,70E-27	1,88E-29	4,30E-29

Hodnoty relativních odchylek vypočtených reakčních rychlostí a naměřených reakčních rychlostí jsou uvedeny v tabulce 4.11.

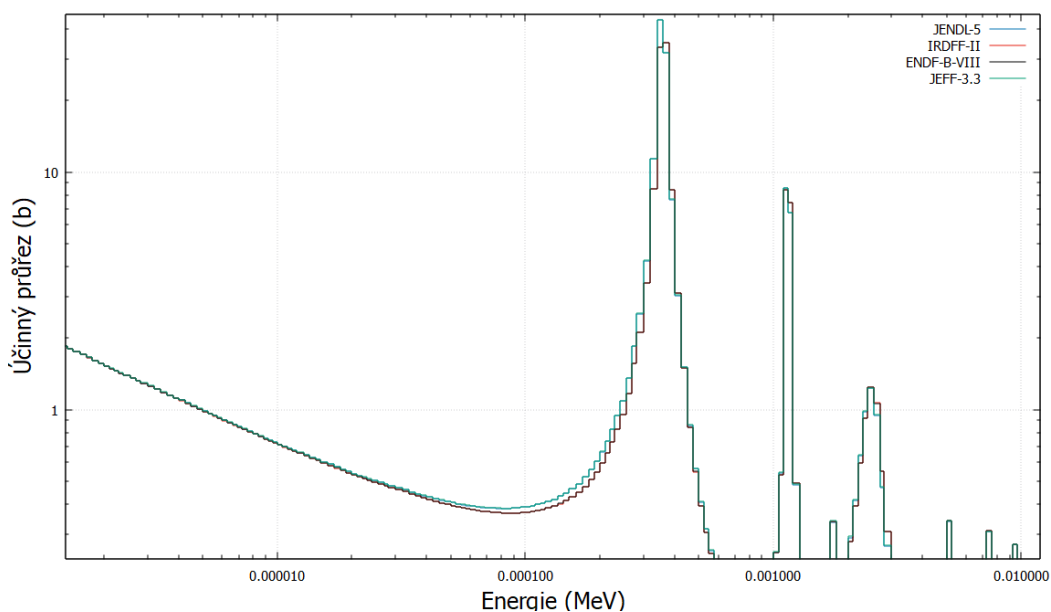
Odchytky reakčních rychlostí v Au vycházejí podobně ve všech knihovnách. To je dáno tím, že zlato je považováno za standard a v jednotlivých knihovnách se neliší. Odchylka ve voidu, kde k překryvu aktivačních detektorů nedošlo, nepřevyšuje 1,5 %, což lze označit za dobrou shodu s měřením. Odchytky v Cd, LiF a  $\text{B}_4\text{C}$  jsou již větší. V LiF a  $\text{B}_4\text{C}$  se pohybují od 8 do 10 %, což je pravděpodobně způsobeno překryvem aktivačních fólií Au-100% a Au-1% v neutronových filtrech. Cd je na tom lépe, kde je největší odchylka 4,56 %, zřejmě proto, že zde byl překryv jen částečný. Úplný a nebo částečný překryv aktivačních detektorů v průběhu ozařování by mohl vést k vzájemnému ovlivnění všech detektorů. Z průběhu účinných průřezů uvažovaných reakcí (Přílohy obrázek 17) je patrné, že každá z reakcí je citlivá na jinou oblast a ovlivnění bude tedy zanedbatelné. Dále by mohlo dojít k podobnému ovlivnění obou měděných fólií. Jejich vzájemné ovlivnění nebude ovšem tak velké jako u zlata, protože absolutní velikost účinného průřezu reakce (n,g) na  $^{63}\text{Cu}$  je řádově nižší než u  $^{197}\text{Au}$ .



**Tabulka 4.11:** Výsledné hodnoty relativních odchylek vypočtených reakčních rychlostí a naměřených reakčních rychlostí v procentech.

Au	IRDFF-II	ENDF/B-VIII	JEFF-3.3	JENDL-5
Void	-1,19	-1,42	-1,41	-1,45
Cd	4,56	4,23	4,24	4,17
B <sub>4</sub> C	-8,20	-9,86	-9,74	-9,85
LiF	9,21	8,08	8,15	8,05
Cu	IRDFF-II	ENDF/B-VIII	JEFF-3.3	JENDL-5
Void	19,35	19,35	22,55	20,12
Cd	16,93	16,90	27,13	18,50
B <sub>4</sub> C	13,09	12,57	25,50	23,13
LiF	17,37	17,09	30,17	26,07
Mn	IRDFF-II	ENDF/B-VIII	JEFF-3.3	JENDL-5
Void	2,66	2,70	3,76	3,72
Cd	3,89	3,99	10,50	10,26
B <sub>4</sub> C	-0,09	-0,02	8,91	8,61
LiF	8,55	8,62	18,13	17,84

Porovnání odchylek LiF a B<sub>4</sub>C v Mn a Au naznačuje, že mohlo být nesprávně určeno procento obohacení Li v LiF. Po dalším zkoumání bylo odhaleno, že obohacení použitého LiF není = 95 %, ale >= 95 %, a některé zdroje uvádějí i 100 % [37]. Bohužel se na to přišlo pozdě a tak neutronové spektrum v LiF napačítané pro 95 % <sup>6</sup>Li by nemuselo odpovídat reálné situaci v experimentu. Na základě této informace byl proveden výpočet neutronového spektra ve filtru LiF se 100% <sup>6</sup>Li. Porovnání odchylek ve filtrech LiF-100% a LiF-95% je v podkapitole 4.8.

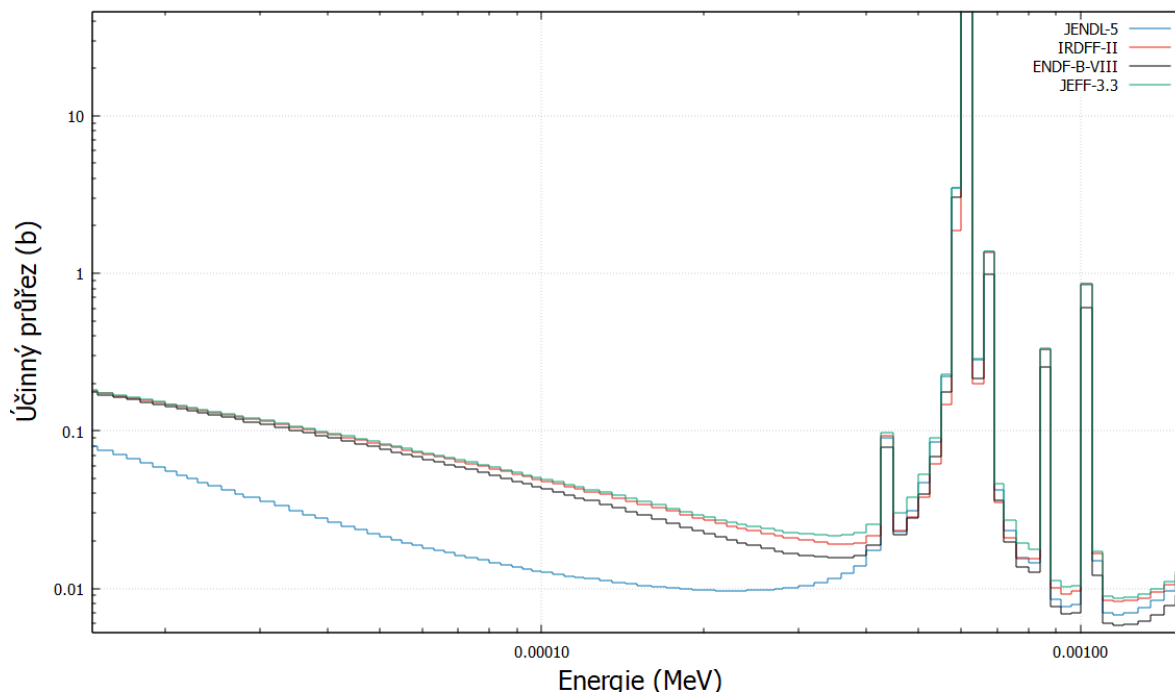
**Obrázek 4.7:** Porovnání grupového účinného průřezu reakce <sup>55</sup>Mn(n,g)<sup>56</sup>Mn pro 640 grup v knihovnách IRDFF-II, ENDF/B-VII, JEFF-3.3 a JENDL-5.

U manganu vycházejí odchylky pro knihovny IRDFF-II a ENDF/B-VIII do 4 % kromě LiF, kde, jak již bylo uvedeno výše, došlo ke zkreslení pravděpodobně

vlivem špatného určení obohacení LiF. Výrazně větší odchylky jsou spjaty s knihovnou JEFF-3.3 JENDL-5. Pravděpodobně jde o nepřesnost v grupovém účinném průřezu. Porovnání grupového účinného průřezu v knihovnách IRDFF-II, ENDF/B-VII, JEFF-3.3 a JENDL-5 je zobrazeno na obrázku 4.7. Účinný průřez v knihovnách IRDFF-II a ENDF/B-VIII je stejný, ale účinný průřez v JEFF-3.3 a JENDL-5 se liší ve velikosti první a největší rezonance, ale také od energií 100 keV a výše.

Pro měď jsou odchylky reakčních rychlostí podobné v knihovnách IRDFF-II a ENDF/B-VIII. Podobně jako u manganu se liší knihovna JEFF-3.3, kde nabývají odchylky větších hodnot. Knihovna JENDL-5 se odchylkami ve voidu a Cd blíží knihovnám IRDFF-II a ENDF/B-VIII, ale ve filtrech B<sub>4</sub>C a LiF odchylka narůstá. Celková velikost odchylek je výrazně větší, než např. u zlata. Z toho lze usuzovat, že účinné průřezy v použitých knihovnách jsou v neshodě s experimentem a měly by být provedeny další experimenty zaměřené na validaci zkoumané reakce.

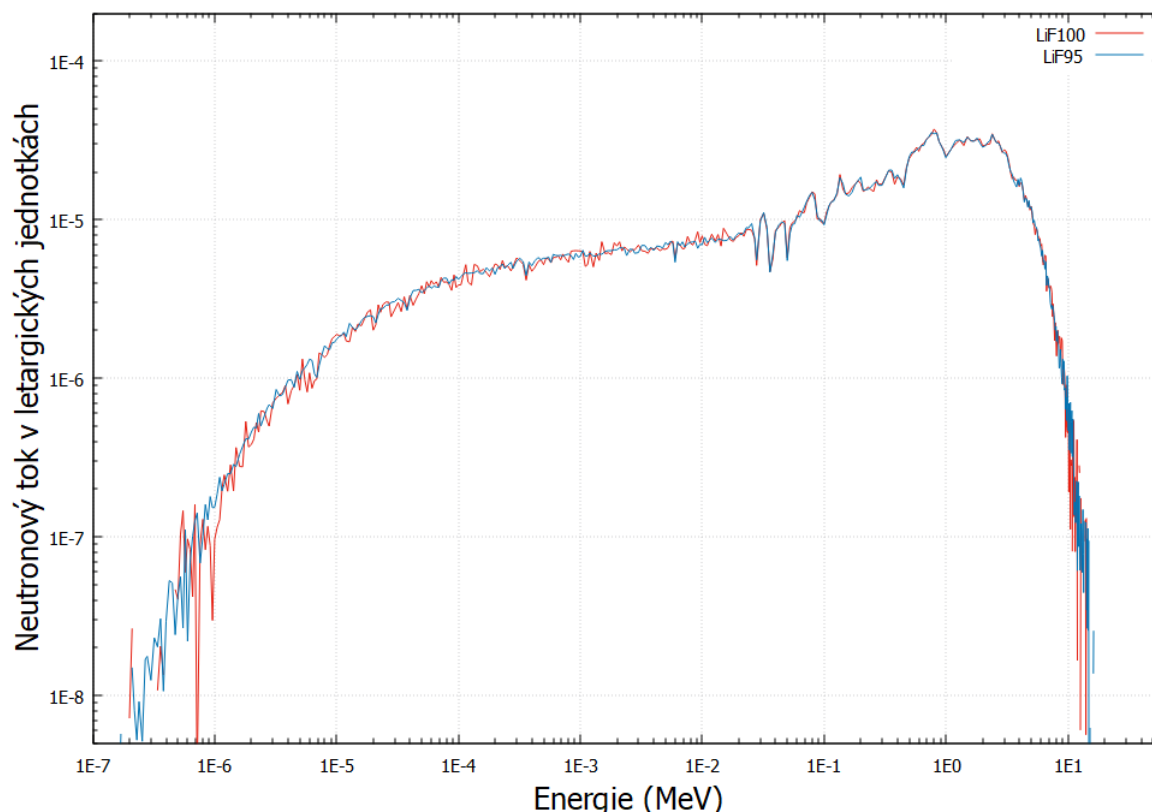
Při bližším pohledu na průběhy účinných průřezů reakce  $^{63}\text{Cu}(n,g)^{64}\text{Cu}$  je patrné, že účinný průřez v knihovně JENDL-5 je po dlouhý interval tepelných energií nižší než v knihovnách IRDFF-II a ENDF/B-VIII (obrázek 4.8), a přesto jsou odchylky od experimentu velmi podobné, zejména ve voidu a Cd filtru. Knihovna JEFF-3.3 na většině intervalu energií dává větší účinný průřez než ostatní knihovny, což souhlasí s větší kladnou odchylkou od měření.



**Obrázek 4.8:** Porovnání grupového účinného průřezu reakce  $^{63}\text{Cu}(n,g)^{64}\text{Cu}$  pro 640 grup v knihovnách IRDFF-II, ENDF/B-VII, JEFF-3.3 a JENDL-5 zaměřené na první rezonanci.

## 4.7 Spektrum v LiF

Vzhledem ke zjištění nejasnosti v určení obohacení LiF byl proveden dodatečný výpočet spektra ve filtru LiF, kde Li je obohaceno na 100 %  $^6\text{Li}$ . Porovnání neutronových spektrech v 95 % a 100 % LiF je zobrazeno na obrázku 4.11.



**Obrázek 4.9:** Porovnání vypočteného neutronového spektra v LiF-95% a LiF-100%.

Z grafu na obrázku 4.11 je patrné, že LiF-100% dokáže efektivněji potlačit neutrony o energiích do 0,7 eV, zatímco LiF-95% do energie 0,2 eV. Tento rozdíl má vliv na reakční rychlost, které je závislá na energii neutronů. Porovnání odchylek měřených reakčních rychlostí v LiF-95% a LiF-100% je uvedeno v tabulce 4.12.

Odchyly reakčních rychlostí ve filtru LiF-100% očekávaně klesly a to zejména u Mn a Cu. Je tedy jasné, že prvotní určení obohacení nebylo správné, ale vzhledem k nejasnostem v dokumentech popisující obohacení LiF není možno říci, jestli obohacení 100 % správné je. Z tohoto důvodu je používání LiF, jakožto neutronového filtru složité a může vést k nepřesným výsledkům.

## 4.8 Citlivostní analýza

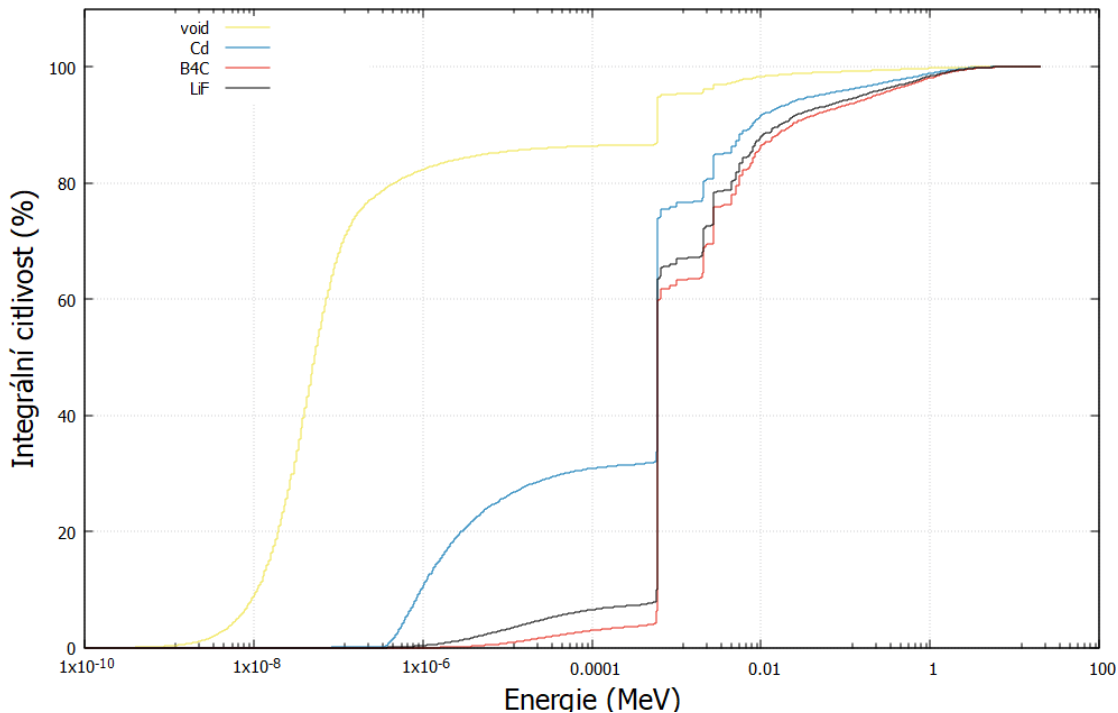
Při integrálních experimentech je možné ověřit pouze platnost nebo neplatnost vyšetřovaných dat jako celku. S použitím neutronových filtrů, které modifikují neutronové spektrum, je možné se zaměřit na určitý interval energií. V rámci porovnávání odchylek reakčních rychlostí mezi jednotlivými filtry lze ukázat na užší energetický interval, kdy by mohlo docházet k největším odchylkám ve správnosti dat. K tomuto účelu slouží integrální a diferenciální citlivost, které představují přírůstky v závislosti na jednotlivých energiích k celkové reakční rychlosti.

Integrální citlivost představuje celkové procento reakční rychlosti vytvořené od počáteční do konkrétní energie. Průběh integrální citlivosti pro reakci  $^{63}\text{Cu}(n,g)^{64}\text{Cu}$  v různých neutronových filtrech je zobrazen na obrázku 4.9. Z obrázku 4.9 je patrné, že ve voidu cca 85 % reakční rychlosti vzniká do energie 1 eV. Dále ve filtru  $\text{B}_4\text{C}$  zhruba 75 % reakční rychlosti má původ v první rezonanci. V kombinaci s faktem z tabulky 4.11, kde je odchylka ve voidu o 6 % vyšší než v  $\text{B}_4\text{C}$ , může případná

**Tabulka 4.12:** Odchytky reakčních rychlostí mezi změřenou hodnotou a vypočtenou v LiF-95% a LiF-100% v procentech.

IRDFF-II	Au	Cu	Mn
LiF-95%	9,21	17,37	8,55
LiF-100%	8,30	12,37	3,51
ENDF/B-VIII	Au	Cu	Mn
LiF-95%	8,08	17,09	8,62
LiF-100%	7,12	11,95	3,58
JEFF-3.3	Au	Cu	Mn
LiF-95%	8,15	30,17	18,13
LiF-100%	7,18	24,49	12,41
JENDL-5	Au	Cu	Mn
LiF-95%	8,05	26,07	17,84
LiF-100%	7,09	20,53	12,12

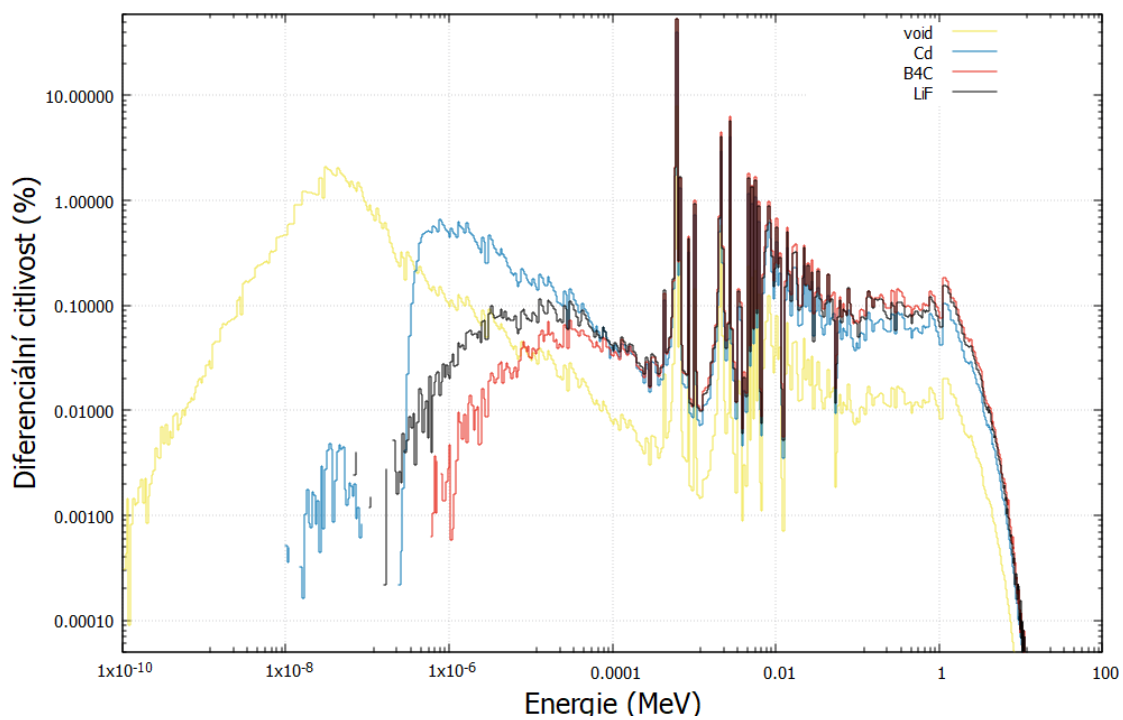
nepřesnost v datech ležet v intervalu, na kterém reakční rychlost ve voidu nabyla 85 % tj. mezi 0,01 eV až 1 eV. Na obrázku 4.9 je zobrazena pouze integrální citlivost v knihovně IRDFF-II. Průběhy v knihovně JEFF-3.3, ENDF/B-VIII a JENDL-5 byly téměř stejné a není tedy zapotřebí je zde ukazovat. Pro úplnost je srovnání integrální citlivosti pro void uvedeno v příloze na obrázku 15.



**Obrázek 4.10:** Integrální průběh citlivosti v IRDFF-II pro reakci  $^{63}\text{Cu}(n,g)^{64}\text{Cu}$ .

Diferenciální citlivost udává procentuální příspěvek k celkové reakční rychlosti pocházející od konkrétní energetické grupy. Průběh diferenciální citlivosti pro reakci  $^{63}\text{Cu}(n,g)^{64}\text{Cu}$  v knihovně IRDFF-II je zobrazen na obrázku 4.10.

Podobně, jako u integrální citlivosti nemá smysl uvádět průběhy diferenciální citlivosti v ostatních knihovnách. Příklad srovnání v Cd filtru je uveden opět v příloze na obrázku 16.



Obrázek 4.11: Diferenciální průběh citlivosti v IRDFF-II pro reakci  $^{63}\text{Cu}(n,g)^{64}\text{Cu}$ .



# Závěr

S cílem validovat účinný průřez reakce  $^{63}\text{Cu}(n,g)^{64}\text{Cu}$  byl proveden aktivační experiment na reaktoru LR-0. Experiment spočíval v ozařování aktivačních detektorů v různých neutronových filtrech a následném gamaspektrometrickém měření reakčních rychlostí (aktivity). Výsledkem je porovnání měřených a vypočtených reakčních rychlostí ve čtyřech knihovnách jaderných dat. Výpočtové reakčních rychlosti byly stanovovány na základě účinných průřezů z vybraných knihoven a neutronových spekter vypočtených v kódu MCNP. Důležitou roli při měření reakčních rychlostí hraje dostupnost MCNP modelu HPGe detektoru v CVŘ, díky čemuž mohla být detekční účinnost stanovena pro přesnou geometrii měřeného vzorku. Při měření byly použity tři neutronové filtry (Cd,  $\text{B}_4\text{C}$  a LiF) plus pozice bez filtru (void). V každém filtru byly umístěny dvě zlaté fólie o různém složení, dvě měděné fólie s různou geometrií a jedna manganová fólie.

Za účelem ověření správnosti stanovení gamaspektrometricky měřených reakčních rychlostí byly reakční rychlosti v Mn srovnány s výsledky podobného experimentu z článku [15]. Reakční rychlosti v Mn se pro filtr Cd liší o 1,80 % a pro filtr  $\text{B}_4\text{C}$  o 2,93 %. Dále byly porovnávány reakční rychlosti mezi dvěma použitými fóliemi z Cu. Výraznější odchylka je ve filtru LiF, kde dosahuje 7,41 % a ve filtru  $\text{B}_4\text{C}$ , kde dosahuje 5,10 %. Nárůst odchylek je pravděpodobně způsoben překryvem aktivačních fólií uvnitř filtrů. Stejný efekt nejspíše ovlivnil i zlaté fólie, kde největší odchylka v  $\text{B}_4\text{C}$  dosahuje 16,35 %. Do porovnání s výpočtem tak vstupovala pouze reakční rychlost v čistém zlatě, protože se předpokládá, že bude ovlivněna méně, než reakční rychlost v 1 % zlatě.

Výpočtové reakční rychlosti byly stanovovány v knihovnách IRDFF-II, ENDF/B-VIII, JEFF-3.3 a JENDL-5. Reakce  $^{197}\text{Au}(n,g)^{198}\text{Au}$  je považována za neutronový standard [36] a neměla by se v jednotlivých knihovnách lišit. Tento předpoklad odpovídá i dosaženým výsledkům, kde se nejvíce liší knihovna IRDFF-II ve filtru  $\text{B}_4\text{C}$ , a to o 1,8 %. Reakční rychlosti pro mangan se téměř shodují v knihovnách IRDFF-II a ENDF/B-VIII, ale knihovny JEFF-3.3 a JENDL-5 se liší výrazněji ve filtrech  $\text{B}_4\text{C}$ , Cd i LiF a to až o 8,2 % v LiF od ENDF/B-VIII. Reakční rychlosti v Cu se téměř shodují v knihovnách IRDFF-II a ENDF/B-VIII, ale liší se knihovna JEFF-3.3, kde odchylka v  $\text{B}_4\text{C}$  nabývá 10,3 %. Knihovna JENDL-5 se blíží k ENDF/B-VIII a IRDFF-II ve voidu a Cd filtru, ale v  $\text{B}_4\text{C}$  a LiF se přibližuje ke knihovně JEFF-3.3.

Výsledkem experimentu je relativní odchylka výpočtových reakčních rychlostí v použitých knihovnách od naměřených reakčních rychlostí. Odchytky reakčních rychlostí v Au vycházejí podobně ve všech knihovnách. Jak již bylo uvedeno výše, zlato je považováno za standard a v jednotlivých knihovnách se neliší. U manganu vycházejí odchylky pro knihovny IRDFF-II a ENDF/B-VIII do 4 %, kromě LiF, kde pravděpodobně došlo ke zkreslení kvůli špatnému určení obohacení LiF. Do výpočtu bylo zadáno 95 % obohacení LiF, ale výrobce udává obohacení  $\geq 95$  %,

což bylo z počátku přehlédnuto. Některé zdroje [37] udávají obohacení i 100 %. Z tohoto důvodu není porovnání reakčních rychlostí v LiF směrodatné. Odchyly pro Cu jsou podobné v knihovnách IRDFF-II a ENDF/B-VIII. Větší odchyly vykazuje knihovna JEFF-3.3. JENDL-5 vykazuje odchyly ve voidu a Cd bližší odchylnám v knihovnách IRDFF-II a ENDF/B-VIII, ale odchyly v LiF a B<sub>4</sub>C se blíží odchylnám v JEFF-3.3. Velikostně jsou odchyly u Cu větší, než např. u Au, z čehož lze usuzovat neshodu účinných průřezů v použitých knihovnách s experimentem a měly by být provedeny další měření zaměřené na zkoumanou reakci.

V rámci návrhů na zlepšení provedeního experimentu by bylo lepší vyvarovat se použití LiF, jakožto neutronového filtru, a to z důvodu nejasného popisu jeho obohacení, které je popisováno formou "větší nebo rovno než". Dále je potřeba vyhnout se překryvu stejných aktivačních detektorů, protože v opačném případě dochází k jejich vzájemnému ovlivňování, a to navzdory tomu, že se jedná o tenké fólie.



# Literatura

- [1] JANIS - Databáze účinných průřezů - knihovna ENDF/B-VIII.0, JEFF-3.3 a IRDFF-II , Dostupné z: <http://www.oecd-neo.org/janis>, Online, duben 2024
- [2] Štefánik, M. (2023). *Fyzikální principy aktivačních měření*. prezentace pro předmět NAA, KJR FJFI ČVUT.
- [3] Lamarsh, J. R., Baratta, A. J. (2001). *Introduction to nuclear engineering (3rd ed)*. Prentice Hall.
- [4] Burianová, N.. *Cross section measurement in reactor spectrum:  $^{55}\text{Mn}(n,2n)$ ,  $^{90}\text{Zr}(n,2n)$ ,  $^{127}\text{I}(n,2n)$* . MASTER THESIS, FACULTY OF MATHEMATICS AND PHYSICS, Charles University. 2018.
- [5] JANIS - Databáze účinných průřezů - knihovna ENDF/B-VIII.0 , Dostupné z: <http://www.oecd-neo.org/janis>, Online, únor 2024
- [6] Knoll, G. F. (2000). *Radiation detection and measurement* (3rd ed). Wiley.
- [7] *The Lund/LBNL Nuclear Data Search*. 1999. Dostupné z: <http://nucldata.nuclear.lu.se/toi/nucSearch.asp>, Online, leden 2024
- [8] Gilmore, G. (2008). *Practical gamma-ray spectrometry* (2nd ed). Wiley.
- [9] Beiser, A. (1978). *Úvod do moderní fyziky* (J. Čada, Přel.; 2.). Academia.
- [10] Štefánik, M. (2022). *Charakteristiky gama-spektra*. Prezentace pro předmět SPEK, KJR FJFI ČVUT.
- [11] Novotný, P. (2023). *Spektrometrie gama*. Prezentace pro předmět MEIZ, KDAIZ FJFI ČVUT.
- [12] Beníšek, J. (2022). *Měření výkonu na školním reaktoru VR-1*. Bakalářská práce. České vysoké učení technické v Praze.
- [13] Dryak, P., Kovar, P. (2006). *Experimental and MC determination of HPGe detector efficiency in the 40–2754keV energy range for measuring point source geometry with the source-to-detector distance of 25cm*. Applied Radiation and Isotopes, 64(10), 1346–1349. <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2006.02.083>
- [14] Novotný, P. (2023). *Neutrony*. Prezentace pro předmět MEIZ, KDAIZ FJFI ČVUT.

- [15] Košťál, M., Losa, E., Schulc, M., Czako, T., Peltan, T., Šimon, J., Juříček, V., Rypar, V., Thiollay, N., Destouches, C., Radulović, V., Trkov, A., Capote, R. (2021). *Testing of various neutron filters in reference neutron field in LR-0 reactor for nuclear data validation and verification*. Applied Radiation and Isotopes, 169, 109566. <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2020.109566>
- [16] Frýbort, J. (2024). *Jaderná data*. Prezentace pro předmět DERF, KJR FJFI ČVUT.
- [17] Leppänen, J. (b.r.). *Development of a New Monte Carlo Reactor Physics Code*.
- [18] Zerkin, V. V., Pritychenko, B. (2018). *The experimental nuclear reaction data (EXFOR): Extended computer database and Web retrieval system*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 888, 31–43. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.01.045>
- [19] Brown, D. (2023). *ENDF-6 Formats Manual—Data Formats and Procedures for the Evaluated Nuclear Data Files ENDF/B-VI, ENDF/B-VII and ENDF/B-VIII*. (BNL-224854-2023-INRE, 2007538; s. BNL-224854-2023-INRE, 2007538). <https://doi.org/10.2172/2007538>
- [20] Stacey, W. M. (b.r.). *Nuclear Reactor Physics*, Second Edition.
- [21] Muir, D. W., Boicourt, R. M., Kahler, A. C. (b.r.). *The NJOY Nuclear Data Processing System*, Version 2012.
- [22] Sobaleu, M. *Charakterizace neutronového pole v grafitové vložné zóne v reaktoru LR-0*. Master's Degree Project, Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering, Czech Technical University in Prague
- [23] Farinelli, U. (1980). *Nuclear data and integral experiments in reactor physics* (No. IAEA-SMR-44).
- [24] Trkov, A., Griffin, P. J., Simakov, S. P., Greenwood, L. R., Zolotarev, K. I., Capote, R., Aldama, D. L., Chechev, V., Destouches, C., Kahler, A. C., Konno, C., Košťál, M., Majerle, M., Malambu, E., Ohta, M., Pronyaev, V. G., Radulović, V., Sato, S., Schulc, M., ... Yashima, H. (2020). *IRDFF-II: A New Neutron Metrology Library*. Nuclear Data Sheets, 163, 1–108. <https://doi.org/10.1016/j.nds.2019.12.001>
- [25] Trkov, A. *Neutron benchmark fields - IRDFF-II* Dostupné z: <https://www.nds.iaea.org/IRDFF/NeutronBenchmarkFields-IRDFF-II.pdf>
- [26] Košťál, M., Losa, E., Schulc, M., Rypar, V. *VVER-1000 PHYSICS EXPERIMENTS HEXAGONAL LATTICES (1.275 CM PITCH) OF LOW ENRICHED U(3.3 WT.% U235)O2 FUEL ASSEMBLIES IN LIGHT WATER 75AS(N, 2N), 23NA(N,2N), 90ZR(N,2N), 89Y(N,2N) REACTION RATES*. LR(0)-FUND-RESR-001 CRIT-RRATE. Research Centre Řež
- [27] Košťál, M., Novák, E., Schulc, M., Rypar, V., Švadlenková, M. *VVER-1000 Mock-up Physics Experiments Hexagonal Lattices (1.275 cm Pitch) of Low Enriched U(2.0, 3.0, 3.3 wt.Assemblies in Light Water with H3BO3*. LR(0)-VVER-RESR-002 CRIT RRATE POWDIS. Research Centre Řež

- [28] Juříček, V. *Nuclear Research Reactors LVR-15 and LR-0*. Research Centre Řež s.r.o. Dostupné z: <https://www.vyzkumne-infrastruktury.cz/en/energy/reactors-lvr-15-and-lr-0/>
- [29] Košťál, M., Švadlenková, M., Baroň, P., Rypar, V., Milčák, J. (2016). *Determining the axial power profile of partly flooded fuel in a compact core assembled in reactor LR-0*. *Annals of Nuclear Energy*, 90, 450–458. <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2015.12.028>
- [30] Košťál, M., Schulc, M., Losa, E., Šimon, J., Burianová, N., Novák, E., Mareček, M., Uhlíř, J., Czako, T., Rypar, V., Juříček, V., Capote, R., Trkov, A. (2020). *A reference neutron field for measurement of spectrum averaged cross sections*. *Annals of Nuclear Energy*, 140, 107119. <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2019.107119>
- [31] Košťál, M., Schulc, M., Šimon, J., Burianová, N., Harutyunyan, D., Losa, E., Rypar, V. (2018). *Measurement of various monitors reaction rate in a special core at LR-0 reactor*. *Annals of Nuclear Energy*, 112, 759–768. <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2017.10.036>
- [32] Košťál, M., Matěj, Z., Cvachovec, F., Rypar, V., Losa, E., Rejchrt, J., Mravec, F., Veškrna, M. (2017). *Measurement and calculation of fast neutron and gamma spectra in well defined cores in LR-0 reactor*. *Applied Radiation and Isotopes*, 120, 45–50. <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2016.11.004>
- [33] Shultis, J. K., Faw, R. E. (2005). *AN INTRODUCTION TO THE MCNP CODE*.
- [34] Kulesza, J., Adams, T., Armstrong, J., Bolding, S., Brown, F., Bull, J., Burke, T., Clark, A., Forster Iii, R., Giron, J., Grieve, T., Josey, C., Martz, R., McKinney, G., Pearson, E., Rising, M., Solomon Jr., C., Swaminarayan, S., Trahan, T., ... Zukaitis, A. (2022). *MCNP® Code Version 6.3.0 Theory User Manual* (LA-UR-22-30006, 1889957; s. LA-UR-22-30006, 1889957). <https://doi.org/10.2172/1889957>
- [35] Tomarchio, E., Rizzo, S. (2011). *Coincidence-summing correction equations in gamma-ray spectrometry with p-type HPG detectors*. *Radiation Physics and Chemistry*, 80(3), 318–323. <https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2010.09.014>
- [36] IAEA NEUTRON DATA STANDARDS (2017). Dostupné z: <https://www-nds.iaea.org/standards/>, online, duben 2024
- [37] Sigma-Aldrich. *Certificate of Analysis - Lithium-6Li fluoride*. Dostupné z: [https://www.sigmaaldrich.com/certificates/sapfs/PROD/sap/certificate\\_pdfs/COFA/Q14/601411-BULKMKCP8705.pdf](https://www.sigmaaldrich.com/certificates/sapfs/PROD/sap/certificate_pdfs/COFA/Q14/601411-BULKMKCP8705.pdf)



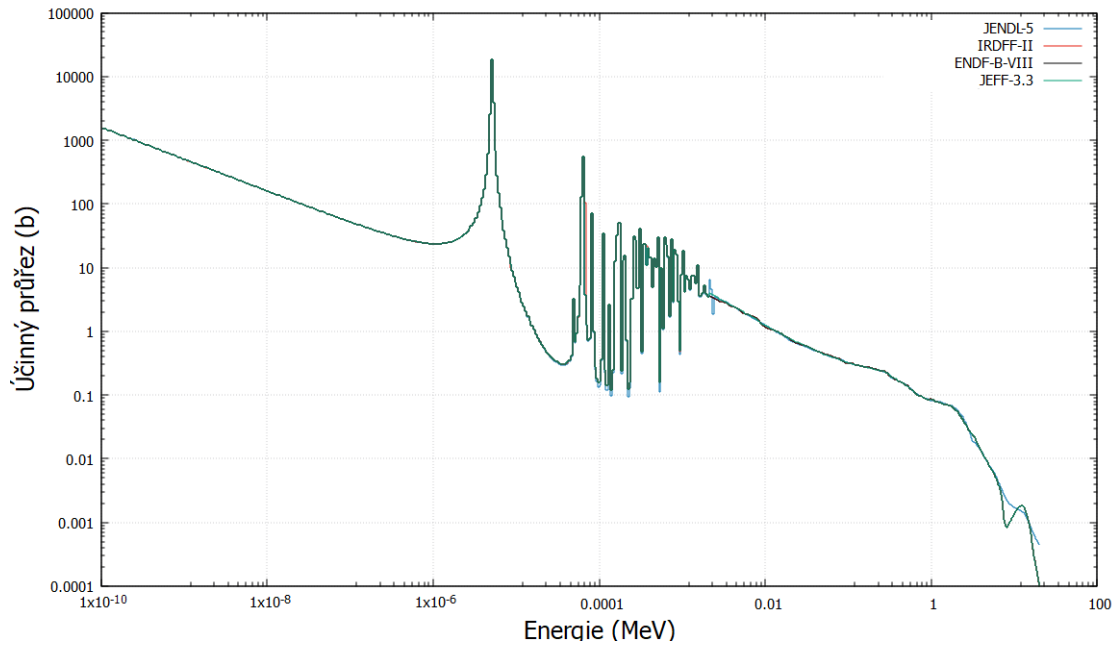
# Přílohy

**Tabulka 13:** Hodnoty měřených reakčních rychlostí pro všechny použité aktivační detektory.

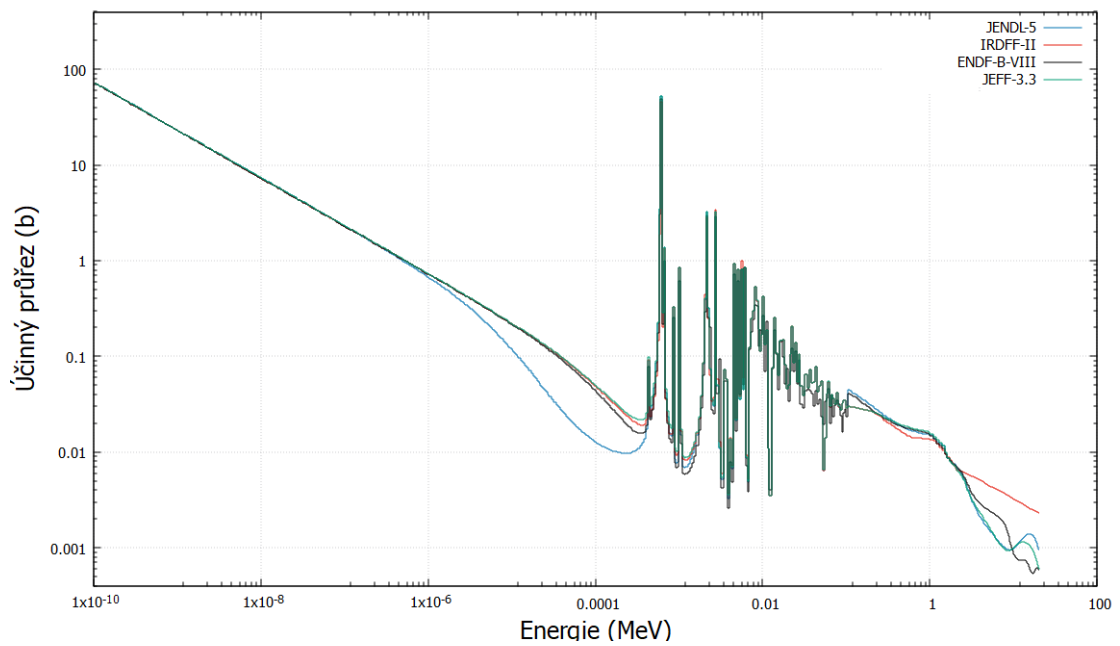
Folie	pozice	RR (1/s)	nejistota (%)
Ni1-tenký	držák	6,66E-30	3,63
Ni2-tenký	držák	6,45E-30	3,77
Ni3-tenký	držák		
Ni4-tenký	držák	5,09E-30	3,84
Ni5-tenký	držák	7,51E-30	3,63
Ni6-tenký	držák	6,79E-30	3,79
Ni7-tenký	držák	6,87E-30	3,65
Ni8-tenký	držák	6,30E-30	3,79
Ni9-tenký	držák	6,92E-30	3,62
Ni10-tenký	držák	6,78E-30	3,63
Ni11-tenký	držák	6,92E-30	3,76
Ni12-tenký	držák	6,60E-30	3,59
Ni13-tenký	držák	6,55E-30	3,98
Ni14-tenký	držák	7,13E-30	3,73
Ni15-tenký	držák	6,51E-30	3,64
Ni16-tenký	držák	6,32E-30	3,59
Ni1-tlustý	držák	6,54E-30	3,65
Ni2-tlustý	držák	6,38E-30	3,68
Ni3-tlustý	držák	6,55E-30	3,64
Ni4-tlustý	držák	6,13E-30	3,65
Ni5-tlustý	držák	6,69E-30	3,72
Ni6-tlustý	držák	6,63E-30	3,64
Ni7-tlustý	držák	6,65E-30	3,70
Ni8-tlustý	držák	6,49E-30	3,59
Ni9-tlustý	držák	6,77E-30	3,66
Ni10-tlustý	držák	6,66E-30	3,75
Ni11-tlustý	držák	6,82E-30	3,74
Ni12-tlustý	držák	6,46E-30	3,66
Ni13-tlustý	držák	6,55E-30	3,75
Ni14-tlustý	držák	6,53E-30	3,68
Ni15-tlustý	držák	6,62E-30	3,72
Ni16-tlustý	držák	6,36E-30	3,66
Au3,6-1%-20	držák	1,03E-26	3,62
Au3,6-1%-21	držák	1,06E-26	3,71

**Tabulka 14:** Hodnoty měřených reakčních rychlostí pro všechny použité aktivační detektory. (pokračování)

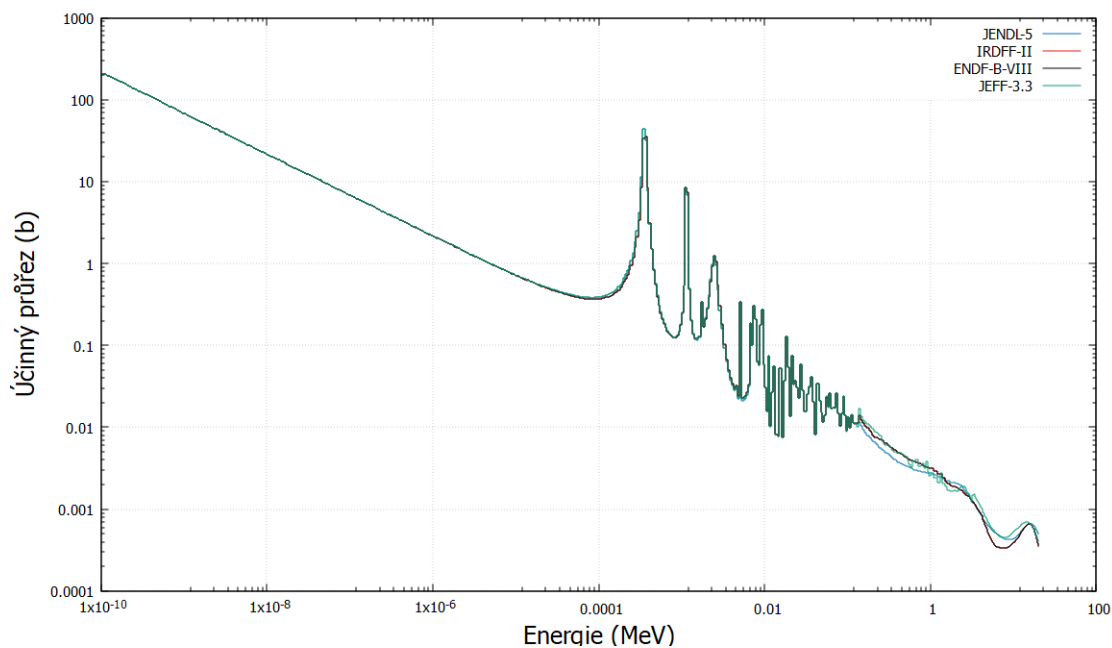
Folie	pozice	RR (1/s)	nejistota (%)
Au3,6-1%-23	držák	9,40E-27	3,73
Au3,6-1%-24	držák	9,92E-27	3,73
Au3,6-1%-25	držák	8,02E-27	8,77
Au3,6-1%-26	držák	9,89E-26	3,58
Au3,6-1%-27	držák	1,03E-26	3,73
Au3,6-1%-28	držák	1,04E-26	3,65
Ta1	držák	4,54E-29	3,66
Ta2	držák	4,51E-29	3,63
Ta3	držák	4,33E-29	3,66
Ta4	držák	4,38E-29	3,65
Cu1-tenká	B4C	1,75E-29	3,70
Cu2-tenká	LiF	1,95E-29	3,70
Cu3-tenká	Cd	2,72E-29	3,69
Cu4-tenká	Void	1,36E-28	3,60
Cu1-tlustá	B4C	1,66E-29	3,61
Cu2-tlustá	LiF	1,81E-29	3,63
Cu3-tlustá	Cd	2,78E-29	3,61
Cu4-tlustá	Void	1,37E-28	3,60
Au-1%-1	B4C	9,88E-28	3,66
Au-1%-2	LiF	1,88E-27	3,70
Au-1%-3	Cd	8,55E-27	3,72
Au-1%-4	Void	1,04E-26	3,72
Au-100%-1	Cd	7,76E-27	3,63
Au-100%-2	Void	1,12E-26	3,59
Au-100%-3	B4C	8,49E-28	3,69
Au-100%-4	LiF	1,70E-27	3,66
Mn1	B4C	3,74E-29	3,62
Mn2	LiF	4,30E-29	3,62
Mn3	Cd	7,65E-29	3,62
Mn4	Void	4,57E-28	3,61



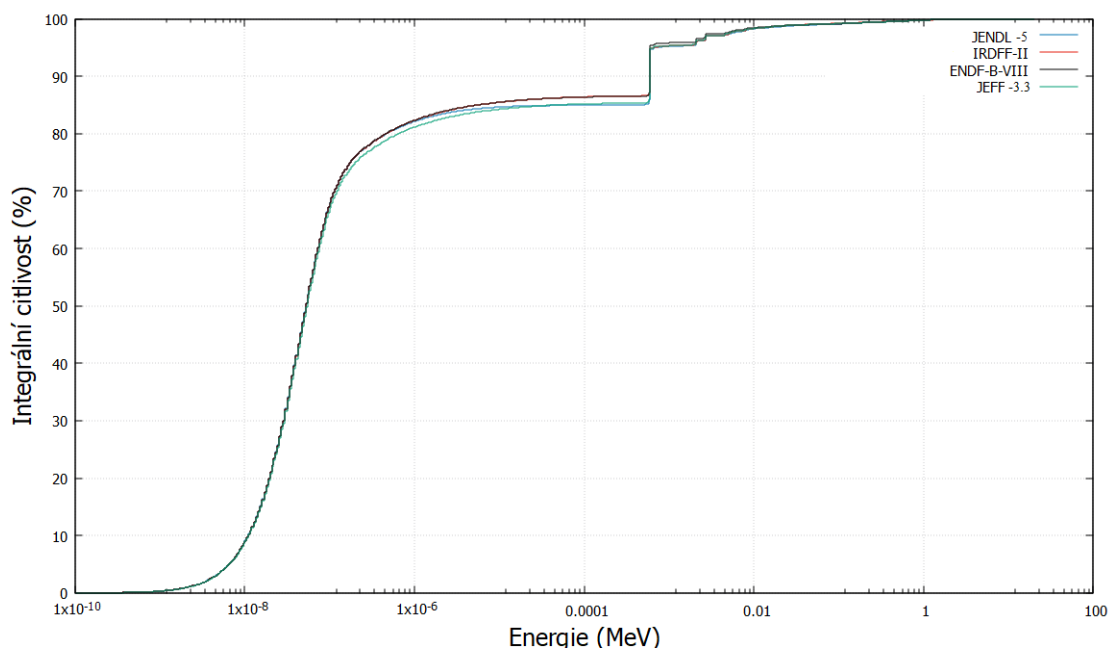
**Obrázek 12:** Porovnání grupových účinných průřezů reakce  $^{197}\text{Au}(n,g)^{198}\text{Au}$  v knihovněch IRDFF-II, JEFF-3.3, ENDF/B-VIII a JENDL-5.



**Obrázek 13:** Porovnání grupových účinných průřezů reakce  $^{63}\text{Cu}(n,g)^{64}\text{Cu}$  v knihovněch IRDFF-II, JEFF-3.3, ENDF/B-VIII a JENDL-5.

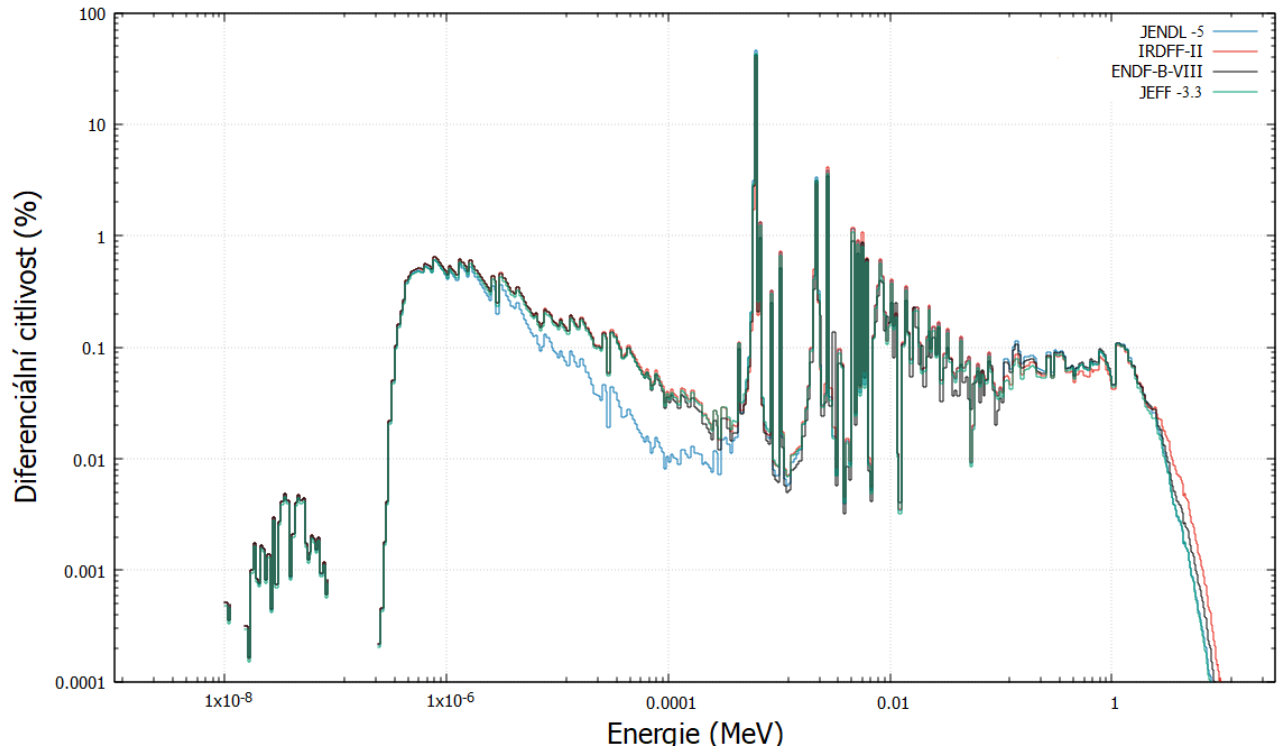


**Obrázek 14:** Porovnání grupových účinných průřezů reakce  $^{55}\text{Mn}(n,g)^{56}\text{Mn}$  v knihovnách IRDFF-II, JEFF-3.3, ENDF/B-VIII a JENDL-5.

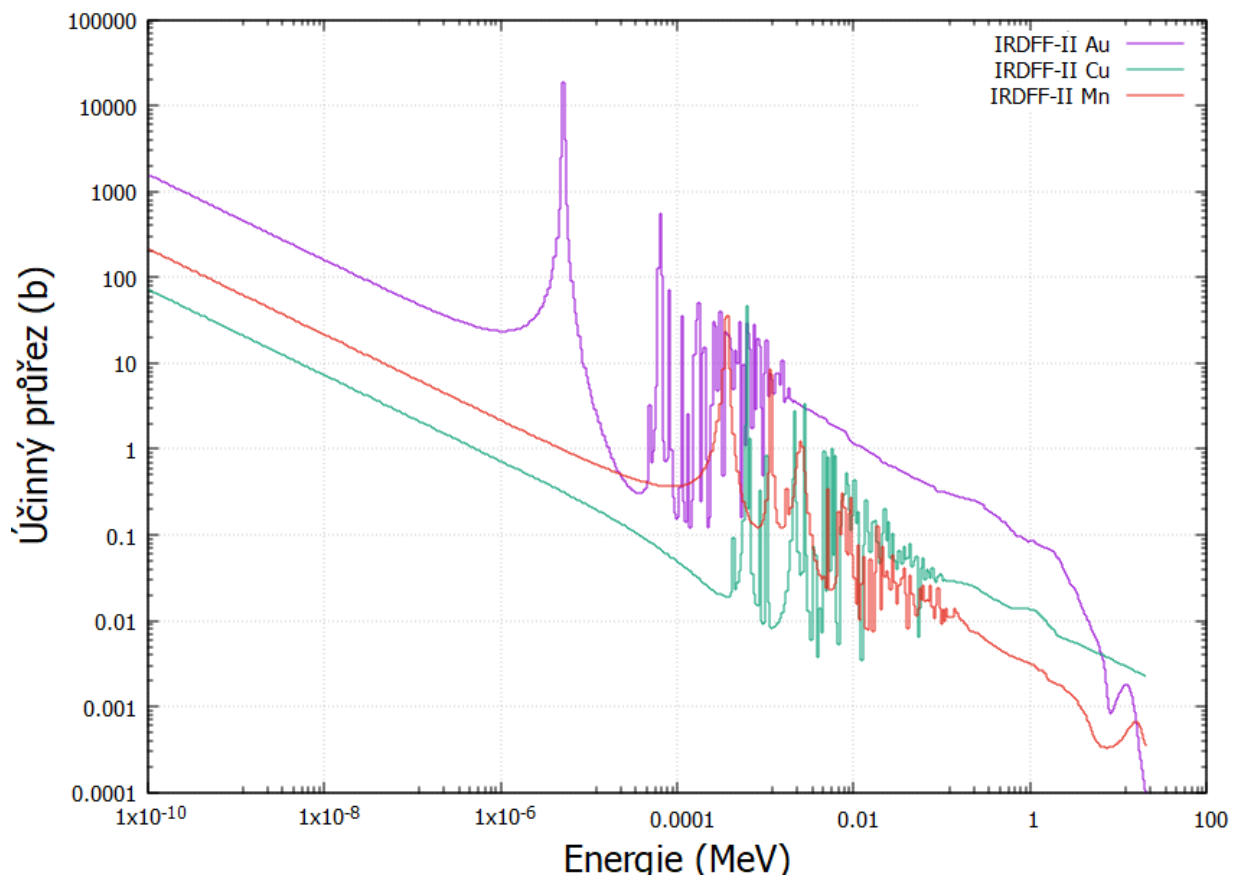


**Obrázek 15:** Srovnání integrální citlivosti ve voidu pro reakci  $^{63}\text{Cu}(n,g)^{64}\text{Cu}$  v knihovnách IRDFF-II, JEFF-3.3, ENDF/B-VIII a JENDL-5.





**Obrázek 16:** Srovnání diferenciální citivosti v Cd filtru pro reakci  $^{63}\text{Cu}(n,g)^{64}\text{Cu}$  v knihovnách IRDFF-II, JEFF-3.3, ENDF/B-VIII a JENDL-5.



**Obrázek 17:** Srovnání účinných průřezů (n,g) reakcí na  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{55}\text{Mn}$  a  $^{197}\text{Au}$  v knihovně IRDFF-II.