



# VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

## FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

## ÚSTAV ELEKTROENERGETIKY

DEPARTMENT OF ELECTRICAL POWER ENGINEERING

## ANALÝZA NEUTRONOVÉHO POLE LABORATORNÍHO AMBE ZDROJE S VYUŽITÍM MĚŘÍCÍHO STENDU

THE AMBE LABORATORY NEUTRON SOURCE FIELD DETERMINATION USING EXPERIMENTAL STEND

### DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

### AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. Martin Jelínek

### VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. Karel Katovský, Ph.D.

BRNO 2017

# Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor **Elektroenergetika**

Ústav elektroenergetiky

**Student:** Bc. Martin Jelínek

**ID:** 155556

**Ročník:** 2

**Akademický rok:** 2016/17

## NÁZEV TÉMATU:

### **Analýza neutronového pole laboratorního AmBe zdroje s využitím měřicího stendu**

#### POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

1. V návaznosti na svoji bakalářskou práci zpracujte teoretickou studii zaměřenou na neutronové zdroje, zejména radionuklidové zdroje neutronů.
2. Proveďte výpočetní analýzu smíšeného pole neutronů a gama záření v experimentálním stendu UEEN.
3. Osvojte si metodu určování neutronového toku s pomocí aktivačních fólií a dekonvolučních metod.
4. Proveďte experimentální měření zaměřené na energetické rozdělení neutronů v soustavě.
5. Navrhněte vhodné stínící fólie částí spekter neutronů a proveďte měření s těmito foliemi.

#### DOPORUČENÁ LITERATURA:

1. Josef Žáček: Detekce a spektrometrie neutronů, MFF UK, 2006.
2. Ladislav Musílek: Dozimetrie neutronů, FJFI ČVUT, 1998.
3. Syed Naeem Ahmed: Physics and Engineering of Radiation Detection, Academic Press (Elsevier), San Diego, 2007.

**Termín zadání:** 6.2.2017

**Termín odevzdání:** 22.5.2017

**Vedoucí práce:** Ing. Karel Katovský, Ph.D.

**Konzultant:**

**doc. Ing. Petr Toman, Ph.D.**  
*předseda oborové rady*

#### UPOZORNĚNÍ:

Autor diplomové práce nesmí při vytváření diplomové práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č.40/2009 Sb.

Bibliografická citace práce:

JELÍNEK, M. *Analýza neutronového pole laboratorního AmBe zdroje s využitím měřicího stendu*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2017. 93 s. Vedoucí diplomové práce Ing. Karel Katovský, Ph.D..

„Prohlašuji, že svou diplomovou práci na téma *Analýza neutronového pole laboratorního AmBe zdroje s využitím měřicího stendu* jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího diplomové práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené diplomové práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této diplomové práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních, a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.“

V Brně dne 22. května 2017

.....

**Poděkování:**

Rád bych poděkoval vedoucímu své diplomové práce, Ing. Karlu Katovskému, Ph.D., za odborné vedení, připomínky, cenné rady, správné nasměrování v okamžicích tápání a čas, který mi během vypracovávání závěrečné práce věnoval. Poděkování patří také Ing. Janu Varmužovi, protože mi zásadním způsobem pomáhal při měření vzorků na HPGe detektoru a uvedl mě do problematiky gama spektrometrie. Nemalý dík patří také rodině za podporu během celého vysokoškolského studia.

## **ABSTRAKT**

Diplomová práce poskytuje ucelený přehled konvenčních neutronových zdrojů z pohledu reakcí, jimiž neutrony vznikají, výhod, nevýhod, vlastností, a možného použití. Ve vztahu k sestavě laboratorního neutronového zdroje a unikátního stendu „Svíčka“ jsou nastíněny základní metody analýzy neutronového pole ve stendu a dvě z nich, neutronová aktivační analýza a výpočet pomocí softwarového kódu MCNP, jsou diskutovány do hloubky za účelem realizace a porovnání obou přístupů. Praktická část se zabývá vlastním provedením neutronové aktivační analýzy od návrhu, přes gama spektrometrii až po určení kadmiového poměru. V souladu s měřením byl proveden výpočet v kódu MCNP a na závěr byly obě metody zhodnoceny a porovnány. Výpočet je doplněn analýzou radiační situace na hranici sledovaného pásma a porovnán se zákonným limitem.

## **KLÍČOVÁ SLOVA:**

AmBe; experimentální stend; gama spektrometrie; foton; gama záření; neutronový zdroj; MCNP; neutron; neutronová aktivační analýza; neutronové pole; oxid lanthanitý; pasivní detektory; spektrální index; stochastický přístup

## **ABSTRACT**

This master's thesis provides a comprehensive overview of the conventional neutron sources from the perspective of reactions which lead to the production of neutrons, advantages, disadvantages, properties and their possible utilization. In the relation to the assembly of the laboratory neutron source and the unique experimental stand "Candle" basic methods of the neutron field analysis are outlined and two of them, the neutron activation analysis and the calculation using the MCNP software code are discussed in depth to apply and compare these methods. The experimental part deals with the realization of neutron activation analysis from its design itself, through gamma spectrometry to the cadmium ratio calculation. In compliance with the measurements, a calculation with MCNP code was run and both methods were evaluated and compared. The computation is complemented with the analysis of radiation situation on the borders of the supervised area, which is compared to the legal limit.

## **KEY WORDS:**

AmBe; experimental stand; gamma radiation; gamma ray spectrometry; lanthanum oxide; MCNP; neutron; neutron activation analysis; neutron field; neutron source; passive detectors; photon; spectral index; stochastic approach

## OBSAH

<b>SEZNAM OBRÁZKŮ.....</b>	<b>9</b>
<b>SEZNAM TABULEK .....</b>	<b>11</b>
<b>SEZNAM POUŽITÝCH ZKRATEK.....</b>	<b>12</b>
<b>1 ÚVOD.....</b>	<b>13</b>
<b>2 NEUTRONOVÉ ZDROJE .....</b>	<b>14</b>
<b>2.1 REAKTORY .....</b>	<b>14</b>
<b>2.2 GENERÁTORY ZALOŽENÉ NA URYCHLOVAČÍCH ČÁSTIC.....</b>	<b>15</b>
<b>2.3 RADIONUKLIDOVÉ ZDROJE .....</b>	<b>18</b>
2.3.1 SPONTÁNNĚ ŠTĚPNÉ ZDROJE.....	18
2.3.2 ZDROJE NA PRINCIPU REAKCÍ ( $\alpha,n$ ).....	21
2.3.3 ZDROJE NA PRINCIPU REAKCÍ ( $\gamma,n$ ).....	24
<b>3 LABORATORNÍ SESTAVA .....</b>	<b>25</b>
<b>3.1 NEUTRONOVÝ ZDROJ.....</b>	<b>25</b>
<b>3.2 STEND „SVÍČKA“.....</b>	<b>27</b>
<b>4 METODY ANALÝZY NEUTRONOVÉHO POLE.....</b>	<b>30</b>
<b>4.1 AKTIVNÍ DETEKTORY .....</b>	<b>30</b>
<b>4.2 PASIVNÍ DETEKTORY .....</b>	<b>32</b>
4.2.1 PRINCIPY NEUTRONOVÉ AKTIVAČNÍ ANALÝZY .....	32
4.2.2 REAKČNÍ RYCHLOST .....	33
4.2.3 SPEKTRÁLNÍ INDEXY.....	37
<b>4.3 VÝPOČET .....</b>	<b>39</b>
4.3.1 DETERMINISTICKÝ ZPŮSOB.....	42
4.3.2 STOCHASTICKÝ ZPŮSOB.....	44
<b>5 ANALÝZA NEUTRONOVÉHO POLE STENDU .....</b>	<b>51</b>
<b>5.1 NEUTRONOVÁ AKTIVAČNÍ ANALÝZA .....</b>	<b>51</b>
5.1.1 VOLBA AKTIVAČNÍCH DETEKTORŮ.....	51
5.1.2 GEOMETRICKÉ ROZLOŽENÍ DETEKTORŮ VE STENDU .....	52
5.1.3 OZAŘOVÁNÍ A GAMA SPEKTROMETRIE.....	53
5.1.4 ZPRACOVÁNÍ NAMĚŘENÝCH DAT .....	56
5.1.5 NEJISTOTY MĚŘENÍ .....	57
5.1.6 KOREKCE HODNOT Z MĚŘENÍ ŠACHTY Č. 1.....	58
<b>5.2 VÝPOČET POMOCÍ MODELU V MCNP .....</b>	<b>60</b>
5.2.1 GEOMETRIE.....	60
5.2.2 SLOŽENÍ MATERIÁLŮ .....	61
5.2.3 ZDROJ ZÁŘENÍ.....	62
5.2.4 TALLIES.....	62
5.2.5 VÝPOČTENÉ HODNOTY A JEJICH ZPRACOVÁNÍ .....	63
<b>6 SHRNUTÍ VÝSLEDKŮ ANALÝZY NEUTRONOVÉHO POLE .....</b>	<b>66</b>
<b>7 ANALÝZA POLE GAMA ZÁŘENÍ.....</b>	<b>73</b>
<b>8 ZÁVĚR.....</b>	<b>77</b>
<b>POUŽITÁ LITERATURA .....</b>	<b>79</b>

---

<b>PŘÍLOHA A: SPEKTRUM <math>^{252}\text{CF}</math> ZDROJE DLE ISO .....</b>	<b>83</b>
<b>PŘÍLOHA B: SPEKTRUM AMBE ZDROJE DLE ISO .....</b>	<b>84</b>
<b>PŘÍLOHA C: VÝKRESOVÁ DOKUMENTACE ZÁŘIČE.....</b>	<b>85</b>
<b>PŘÍLOHA D: VÝKRESOVÁ DOKUMENTACE STENDU .....</b>	<b>86</b>
<b>PŘÍLOHA E: FOTODOKUMENTACE MĚŘENÍ .....</b>	<b>87</b>
<b>PŘÍLOHA F: NABÍRÁNÍ GAMA SPEKTRA V PROGRAMU MAESTRO .....</b>	<b>89</b>
<b>PŘÍLOHA G: PROSTŘEDÍ PROGRAMU VISED .....</b>	<b>90</b>
<b>PŘÍLOHA H: MATERIÁLOVÁ KARTA.....</b>	<b>91</b>
<b>PŘÍLOHA I: KARTA ZDROJE A KARTA TALLIES .....</b>	<b>92</b>
<b>PŘÍLOHA J: SLEDOVANÉ PÁSMO.....</b>	<b>93</b>

## SEZNAM OBRÁZKŮ

<i>Obr. 2-1: Energetické spektrum neutronů ze štěpení <math>^{235}\text{U}</math> .....</i>	<i>14</i>
<i>Obr. 2-2: Mikroskopické účinné průřezy reakcí <math>^3\text{L} (p,n)</math> a <math>^3\text{H} (p,n)</math> .....</i>	<i>17</i>
<i>Obr. 2-3: Mikroskopické účinné průřezy reakcí <math>^2\text{H} (d,n)</math> a <math>^3\text{H} (d,n)</math>.....</i>	<i>17</i>
<i>Obr. 2-4: Energetické spektrum <math>^{252}\text{Cf}</math> neutronového zdroje .....</i>	<i>19</i>
<i>Obr. 2-5: Závislost příspěvku emise neutronů na stáří zdroje.....</i>	<i>20</i>
<i>Obr. 2-6: Závislost účinného průřezu pro reakci <math>^9\text{Be} (\alpha,n)</math> .....</i>	<i>22</i>
<i>Obr. 2-7: Energetické spektrum AmBe neutronového zdroje.....</i>	<i>23</i>
<i>Obr. 3-1: Schematický řez neutronovým zdrojem .....</i>	<i>26</i>
<i>Obr. 3-2: Tříčtvrtinový řez 3D modelem neutronového zdroje.....</i>	<i>26</i>
<i>Obr. 3-3: Tříčtvrtinový řez 3D modelem stendu „Svíčka“ .....</i>	<i>27</i>
<i>Obr. 3-4: Poloha měřicích pozic vůči svislé ose stendu.....</i>	<i>29</i>
<i>Obr. 4-1: Účinný průřez sekundárních ionizačních reakcí v detektorech .....</i>	<i>31</i>
<i>Obr. 4-2: Nárůst aktivity vznikajícího radionuklidu dle doby ozařování.....</i>	<i>35</i>
<i>Obr. 4-3: Mikroskopické účinné průřezy izotopů kadmia.....</i>	<i>38</i>
<i>Obr. 4-4: Definice prostorových veličin.....</i>	<i>40</i>
<i>Obr. 4-5: Porovnání efektivity deterministické a stochastické metody.....</i>	<i>42</i>
<i>Obr. 5-1: Účinnostní kalibrační křivka.....</i>	<i>55</i>
<i>Obr. 5-2: Mikroskopický účinný průřez <math>^{139}\text{La}</math> v bodovém a grupovém spektru.....</i>	<i>64</i>
<i>Obr. 6-1: Porovnání výsledků NAA a MCNP v první měřicí šachtě.....</i>	<i>67</i>
<i>Obr. 6-2: Porovnání výsledků NAA a MCNP ve druhé měřicí šachtě .....</i>	<i>67</i>
<i>Obr. 6-3: Porovnání výsledků NAA a MCNP ve třetí měřicí šachtě.....</i>	<i>68</i>
<i>Obr. 6-4: Porovnání výsledků NAA a MCNP ve čtvrté měřicí šachtě.....</i>	<i>68</i>
<i>Obr. 6-5: Porovnání výsledků NAA a MCNP v páté měřicí šachtě .....</i>	<i>69</i>
<i>Obr. 6-6: Porovnání vypočtených reakční rychlosti v rovinách A až K.....</i>	<i>70</i>
<i>Obr. 6-7: Porovnání naměřených reakční rychlosti v rovinách A až K.....</i>	<i>70</i>
<i>Obr. 6-8: Porovnání spektrálního indexu <math>r_{ca}</math> získaného měřením a výpočtem v MCNP.....</i>	<i>71</i>
<i>Obr. 7-1: Náčrt situace ve sledovaném prostoru .....</i>	<i>73</i>
<i>Obr. 7-2: Rozložení ekvivalentní dávky ve vstupu do SP od fotonů (A) a neutronů (B) .....</i>	<i>75</i>
<i>Obr. 7-3: Rozložení celkové ekvivalentní dávky ve vstupu do SP .....</i>	<i>76</i>
<i>Obr. E-1: Připravené aktivační detektory pro šachty č. 2 až č. 6.....</i>	<i>87</i>
<i>Obr. E-2: Porovnání krátkého a dlouhého držáku aktivačních detektorů .....</i>	<i>87</i>
<i>Obr. E-3: Krátké držáky pro pozice č. 2 až č. 6.....</i>	<i>88</i>

<i>Obr. E-4: Vyrobené kadmiové pokrytí aktivačních detektorů.....</i>	<i>88</i>
<i>Obr. F-1: Načítání gama spektra <sup>140</sup>La v programu Maestro.....</i>	<i>89</i>
<i>Obr. G-1: Prostředí programu Vised s hotovou geometrií stendu.....</i>	<i>90</i>
<i>Obr. J-1: Stavební provedení sledovaného pásma.....</i>	<i>93</i>
<i>Obr. J-2: Uložení stendu ve sledovaném pásmu .....</i>	<i>93</i>

**SEZNAM TABULEK**

<i>Tab. 2-1: Přehled izotopů kalifornia a jejich vlastností.....</i>	<i>20</i>
<i>Tab. 2-2: Přehled zářičů s různými primárními nuklidy. ....</i>	<i>21</i>
<i>Tab. 2-3: Přehled základních vlastností některých fotoreakčních zdrojů.....</i>	<i>24</i>
<i>Tab. 3-1: Příměsi v ocelích pouzder zářiče.....</i>	<i>26</i>
<i>Tab. 3-2: Parametry šachtových sestav ve stendu .....</i>	<i>29</i>
<i>Tab. 4-1: Izotopické složení přírodního kadmia .....</i>	<i>38</i>
<i>Tab. 5-1: Gama linky použité k energetické kalibraci HPGe detektoru .....</i>	<i>54</i>
<i>Tab. 5-2: Gama linky použité k účinnostní kalibraci HPGe detektoru .....</i>	<i>55</i>
<i>Tab. 5-3: Gama linky <sup>140</sup>La, jejich intenzity a příslušné účinnosti detektoru .....</i>	<i>56</i>
<i>Tab. 5-4: Spektrální indexy získané měřením .....</i>	<i>58</i>
<i>Tab. 5-5: Hodnoty reakčních rychlostí získaných neutronovou aktivační analýzou.....</i>	<i>59</i>
<i>Tab. 5-6: Složení aktivní tablety neutronového zdroje.....</i>	<i>62</i>
<i>Tab. 5-7: Spektrální indexy ze simulace v MCNP.....</i>	<i>64</i>
<i>Tab. 5-8: Hodnoty reakčních rychlostí získaných simulací v MCNP.....</i>	<i>65</i>

**SEZNAM POUŽITÝCH ZKRATEK**

C/E	Computation over Experiment <i>Poměr mezi výpočtem a experimentální hodnotou</i>
EPRI	Electric Power Research Institute <i>Institut elektroenergetických výzkumů</i>
FEP	Full Energy Peak <i>Vrchol úplné absorpce</i>
FOM	Figure of Merit <i>Efektivita výpočtu</i>
HPGe	High Purity Germanium <i>Vysoce čisté germanium</i>
MCNP	Monte Carlo N-Particle Code
NAA	Neutronová aktivační analýza
SP	Sledované pásmo
SÚJB	Státní úřad pro jadernou bezpečnost
TIG	Thungsten, Inert Gas <i>Obloukové sváření netavící se elektrodou v ochranné atmosféře</i>
TOF	Time of Flight <i>Metoda doby průletu</i>
VOV	Variance of the Variance <i>Rozptyl z rozptylu</i>

# 1 ÚVOD

Téma diplomové práce bylo zvoleno s ohledem na čerstvý přírůstek v jaderné laboratoři Ústavu elektroenergetiky FEKT VUT v Brně, jímž je neutronový zdroj. Za krátkou dobu byl zdroj doplněn o experimentální stend umožňující v jeho šachtách vykonávat měření a experimentování. Po vložení neutronového zdroje do trvalé pozice ve stendu dochází k vyzařování neutronů do vlastního objemu stendu, neutrony s materiálem interagují a výchozí dobře známé neutronové pole samotného zářiče se zásadním způsobem mění vlivem nastávajících jaderných reakcí. K provádění výzkumu s neutronovým zdrojem, ozařování, demonstrace stínění ve výuce a nepřeberného množství dalších budoucích aktivit je nutné umět neutronové pole ve stendu charakterizovat, a to jeho intenzitou a energetickým rozložením.

Posláním práce je vyřešit problém neznámého neutronového pole vybranými metodami a umožnit tak dalším výzkumníkům a experimentátorům posunutí počátečního bodu jejich bádání takovým způsobem, aby tento problém již nemuseli překonávat a zajistit jim kvalitní start do nových výzkumů. Osobní motivace k práci je dána zájmem o praktické měření neutronového zdroje, zájmem o možnost podílet se na činnosti, která v budoucnosti ulehčí výzkum, a zejména zájmem o seznámení se s výpočetním kódem MCNP. Vedlejší, nikoli však zanedbatelným cílem, je poskytnout ucelený přehled existujících neutronových zdrojů a také návod pro volbu metod analýzy neutronového pole, případně pro její samotné provedení a seznámení čtenáře s procesy, jež se jí bezprostředně týkají.

Text je logicky strukturovaný a členěný tak, aby byl čtenář veden krok za krokem po jednotlivých souvislostech až k samotnému provedení měření nebo výpočtu a jeho zhodnocení. Nejprve se soustředí na popis základních typů zdrojů neutronů pro vytvoření dostatečného teoretického základu a pochopení klíčových souvislostí, na které se při měření nebo výpočtech naráží, následuje seznámení s objekty měření, tedy samotným zdrojem a stendem. Na základě rozdělení využitelných metod analýzy neutronového pole do dvou větví na metody výpočetní a metody zahrnující měření je z každé skupiny vybrána jedna, která je detailněji rozvedena z důvodu pozdějšího využití.

Experimentální část práce se úzce zaměřuje na samotné měření a výpočty a popisuje je kompletně od přípravy přes vzniklé problémy a zpracování hodnot až po stanovení nejistot, a to u obou použitých metod, jimiž byla nakonec neutronová aktivační analýza spolu se simulací v programu MCNP. Následně jsou metody vyhodnoceny a vzájemně porovnány. Praktická část je doplněna o krátkou odbočku či rozšíření ve formě kapitoly o gama záření, jež je nedílnou součástí neutronového pole. Jeho zkoumání však probíhá pouze v rámci ověření dodržování legislativních limitů pro sledované pásmo vytyčené kolem zdroje.

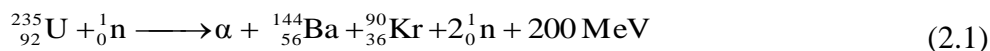
## 2 NEUTRONOVÉ ZDROJE

Neutronový zdroj je obecně jakýkoli přístroj, zařízení či objekt, který emituje neutrony nezávisle na způsobu vzniku neutronů, použití nebo jeho konstrukci. Všechny dostupné, resp. využívané zdroje neutronů lze mimo další způsoby dělení (energie, spektra, účel) rozdělit do tří skupin podle celkové velikosti zařízení. Do skupiny velkých patří reaktory, do skupiny středních zdroje na principu urychlovačů částic a do skupiny malých potom radioizotopové zdroje [1].

### 2.1 Reaktory

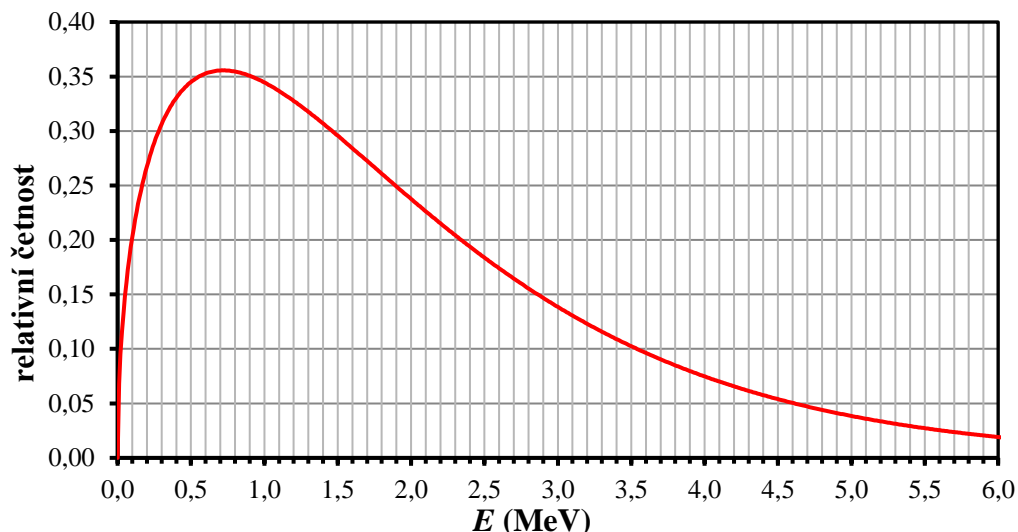
V současné době je drtivá většina reaktorů provozována za účelem výroby elektrické energie, tyto reaktory nazýváme jako energetické. Existují však i experimentální reaktory, které mají výzkumný a výukový charakter. Jedním z jejich primárních účelů je produkce neutronů pro další experimenty nebo pro výzkum samotného neutronového pole. Bez ohledu na primární účel lze každý reaktor chápat jako zdroj neutronů, ačkoli u energetických reaktorů je únik neutronů považován za nežádoucí jev [1],[2].

V reaktorech jsou neutrony produkovány mechanismem štěpení, kdy v důsledku rozštěpení jádra vhodného izotopu vznikají odštěpky a určitý průměrný počet okamžitých neutronů charakteristický pro každý izotop. V rovnici (2.1) je popsán jeden z možných případů rozštěpení jádra izotopu uranu  $^{235}\text{U}$  [1],[3]:



Jedním z produktů reakce jsou dva okamžité neutrony (vznik řádově do  $10^{-10}$  s). Průměrný počet neutronů na rozštěpení jednoho jádra  $^{235}\text{U}$  je 2,43. Přesný počet je dán konkrétními produkty reakce. Tyto neutrony jsou převážně rychlé, se střední hodnotou energie cca 1,98 MeV. Kompletní spektrum (Obr. 2-1) lze přibližně popsat tzv. Wattovou formulí dle rovnice 2.2, kde  $E_n$  (MeV) je energie neutronu. Při štěpení izotopu  $^{239}\text{Pu}$  bude střední hodnota energie vyšší, spektrum tedy bude tvrdší [1],[3],[4].

$$N(E_n) = 0,484 \sinh \sqrt{2 \cdot E_n} \cdot e^{-E_n} \quad (2.2)$$

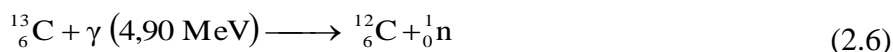
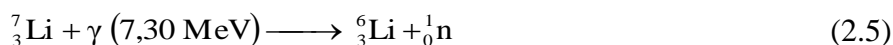
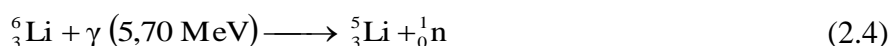
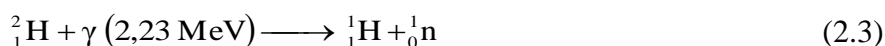


Obr. 2-1: Energetické spektrum neutronů ze štěpení  $^{235}\text{U}$ , upraveno dle [1]

Okamžité neutrony tvoří v případě štěpení  $^{235}\text{U}$  99,3 % všech neutronů v reaktoru, zbylých 0,7 % jsou neutrony zpožděné, které vznikají rozpadem štěpných produktů. Při vysoce excitovaném stavu a nadbytku neutronů v jádře dochází přímo k emisi neutronu. Zpoždění vzniku neutronu sekundární reakcí od okamžiku štěpení je dáno tím, o jaký izotop štěpného produktu se jedná. Doba zpoždění se může pohybovat až v řádu minut. Energetické spektrum těchto neutronů se v drtivé většině pohybuje do 1 MeV a díky jejich nízkému zastoupení prakticky neovlivňuje energetické spektrum okamžitých neutronů. Na druhou stranu mají zpožděné neutrony naprosto klíčový význam pro řízení reaktoru [1],[2].

Za účelem udržování řetězové štěpné reakce dochází k moderaci celého spektra okamžitých neutronů na tepelné, proto je v reaktoru možno získat široké spojité spektrum energií neutronů, jehož průběh se váže ke štěpenému izotopu, geometrii reaktoru, konkrétní poloze v reaktoru, výkonu reaktoru a jiným podmínkám [1],[4].

Dalším, ale prakticky zanedbatelným mechanismem vzniku neutronů v reaktoru jsou fotojaderné reakce, k nimž dochází pouze v případě, že má foton energii vyšší, než je vazebná energie neutronu v jádře daného izotopu. Účinný průřez těchto reakcí je velmi nízký. Význam mají pouze v situacích, kdy současně nevznikají neutrony štěpením, ale fotony emitovány jsou, což nastává při odstávce reaktoru, nebo v dobře odstíněných místech. Příklady možných reakcí [1]:

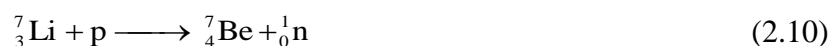


Reaktor jako zdroj neutronů nachází využití především ve fyzikálním výzkumu, medicíně a dalších aplikacích, kde se využívá ionizujícího záření. Ozařování se může provádět buď přímo v aktivní zóně reaktoru, nebo mimo reaktor, kam jsou neutrony vyvedeny pomocí kanálů. Výhoda neutronového pole reaktoru spočívá ve vysokém neutronovém toku, který se v dobře kolimovaných svazcích pohybuje až kolem  $10^{10} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Mezi výzkumné reaktory se mohou řadit i pulsní reaktory, ve kterých dochází ke generování neutronového toku v pulsech oddělených časovými intervaly. Pulsní charakter umožňuje dobrou práci s energetickým spektrem neutronů pomocí metody TOF (Time of Flight), a tím pádem nabízí aplikace, kde je žádoucí využívat známé a omezené energetické spektrum, například neutronovou spektrometrii. Specifikem pulsních reaktorů je možnost dosažení vysokého výkonu v pulsu, a tedy velmi vysokého neutronového toku, který se může vyšplhat až  $10^{21} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$  [1],[3].

## 2.2 Generátory založené na urychlovačích částic

Pro generování neutronového toku ostřelováním terčíku nabitými částicemi urychlenými v urychlovačích částic je možné využít teoreticky jakýkoli typ reakce, jejímž produktem je právě emise neutronu. V praxi je však třeba uvažovat další požadavky s ohledem na efektivitu procesu a výtěžek reakce. Tato omezení jsou dána zejména účinným průřezem této reakce, reálnou možností použití daného izotopu jako terčíku a potřebnou minimální energií a druhem urychlované částice. Výsledkem je zúžení výběru materiálu terčíku na lehké prvky, a to na

konkrétní izotopy vodíku, lithia, beryllia a uhlíku. V kombinaci s těmito izotopy je možno jako urychlované částice použít protony, deuterony a  $\alpha$  částice. Pro zvolené páry částic postačí energie incidenční částice v řádu do jednotek MeV. Urychlení může být tím pádem realizované na lineárních urychlovačích nebo cyklotronech. Výhodou užití urychlovačů při generování neutronů je možnost zisku monoenergetického neutronového spektra. Obecně platí, že se vzrůstající energií urychlované částice je i energie emitovaného neutronu vyšší, ale postupně spektrum nabývá polyenergetického charakteru. Důležitá je také závislost energie neutronu na směru emise vůči směru dopadající částice, neboť u odlišných reakcí mohou být závislosti různě silné. Nejvyužívanější reakce pro generování neutronového toku jsou uvedeny níže [1],[4],[5]:

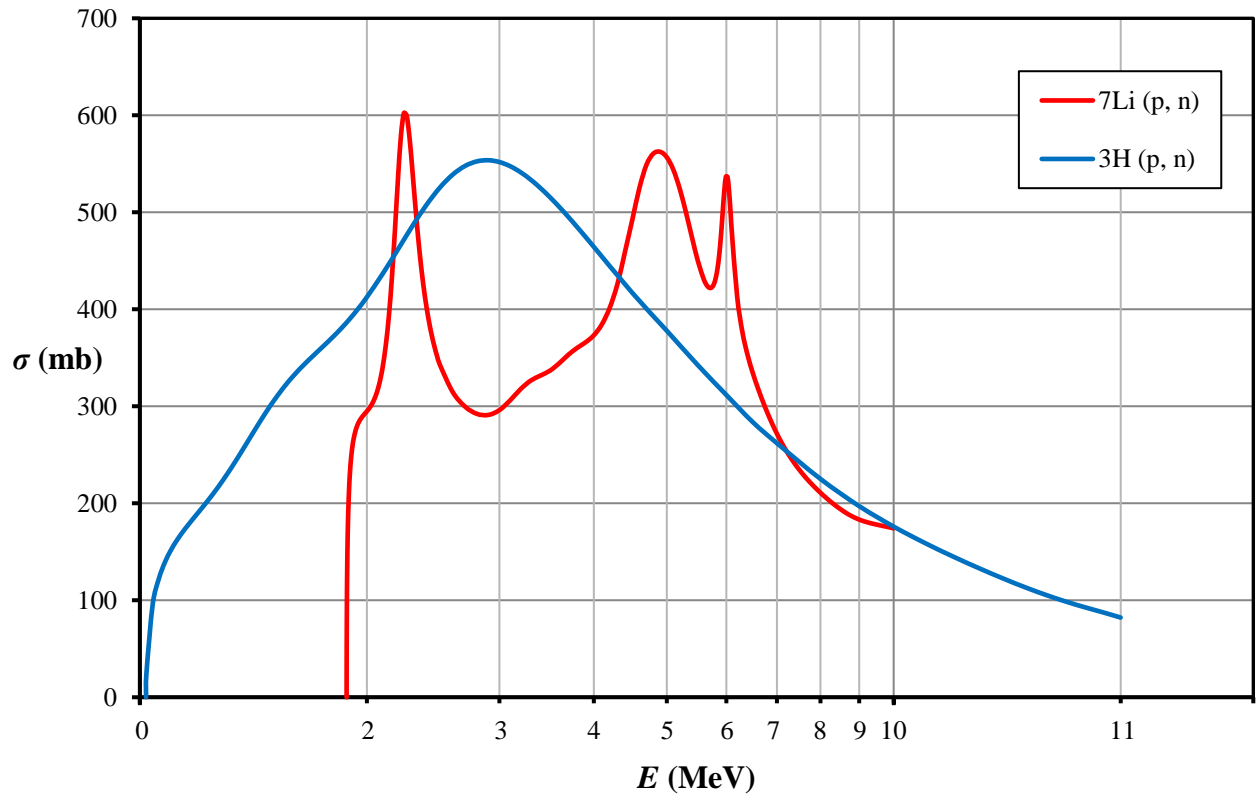


Ostřelování  ${}^7_3\text{Li}$  protony (dle rovnice 2.10) se využívá pro generování neutronů s energiemi v řádu kiloelektronvoltů. Z účinného průřezu (databáze JEFF-3.2 [6]) reakce (*Obr. 2-2*) vyplývá, že prahová energie reakce je kolem 1,88 MeV a existují tři rezonanční pásma, přičemž nejvyšší dosahuje 600 mb na energiích kolem 2,25 MeV. Lithium je problematické svou reaktivitou, a proto je poměrně ztížené nakládání s terčíky z tohoto materiálu [1],[3].

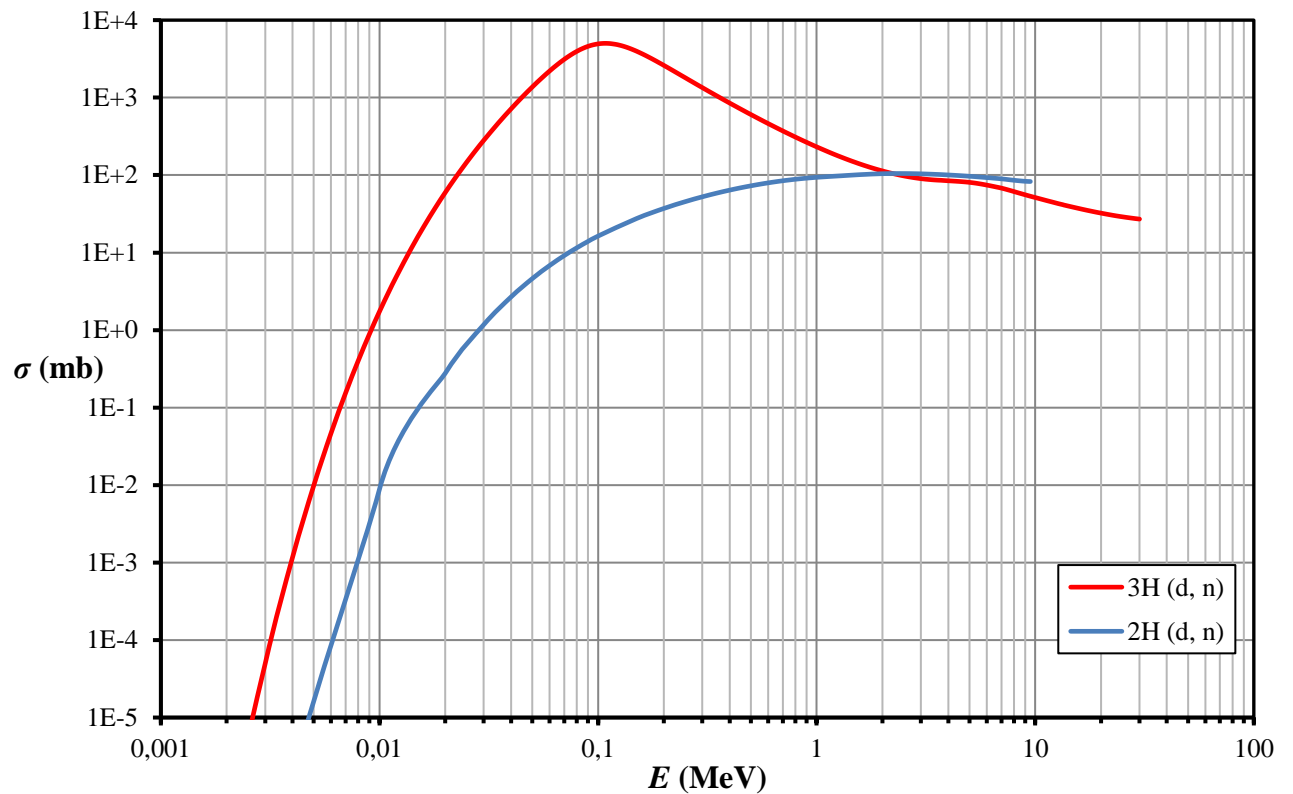
Další podstatnou reakcí je ostřelování tritia  ${}^3_1\text{H}$  protony (dle rovnice 2.9). Závislost účinného průřezu (databáze JEFF-3.2 [6]) na energii incidenčního protonu je naznačena na *Obr. 2-2*. Z ní také vyplývá, že závislost nemá žádné rezonance, ale pouze jedno maximum. Při energiích od prahové hodnoty až po 8,35 MeV dochází pouze k emisi monoenergetických neutronů, což je výhodné vzhledem k poloze maxima. Tritiový terčík může mít buď čistě plynnou formu, nebo může jít o plyn absorbovaný v pórovitých povrchových vrstvách kovových matic. Nevýhodou užití tritia je jeho radioaktivita a relativně krátký poločas přeměny [1],[3],[4].

Při reakci popsané rovnicí 2.7 nastává vysoký výtěžek neutronů již při relativně nízkých energiích deuteronů. Energie neutronů je ale silně závislá na úhlu jejich emise. Účinný průřez této reakce (JEFF-3.2 [6]) je znázorněn na *Obr. 2-3*. Podobnou reakcí je ostřelování tritia deuterony (vztah 2.8). Tato reakce je za účelem zisku neutronů nejvyužívanější. Dle *Obr. 2-3* se maximum účinného průřezu (JEFF-3.2 [6]) pohybuje kolem 0,1 MeV a absolutní hodnota mikroskopického účinného průřezu je relativně vysoká. V kombinaci se snadno dostupnými materiály, nízkou energetickou náročností a malou prostorovou závislostí energie emitovaných neutronů (téměř monoenergetický tok ve všech směrech) se jedná o nejvýhodnější volbu. Drobnými nedostatky jsou vysoká energie neutronů získaná vlivem vysoké uvolňované energie a přítomnost tritia jako taková. Uvedenými zdroji lze dosáhnout hustoty neutronového toku v řádech  $10^{11} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$  [1],[3].

Dalšími možnými reakcemi pro zisk neutronů je ostřelování uhlíku  ${}^{12}\text{C}$  deuterony. Tato reakce má pro samostatné využití nízký účinný průřez, ale objevuje se jako doprovodný jev u některých předchozích uvedených reakcí jako důsledek kontaminace terčíků nebo ostatního prostředí organickými látkami. Alternativním způsobem je ostřelování deuterony, přičemž na jádře terče dojde k záhytu protonu incidenční částice – z deuteronu vzniká neutron, který pokračuje přibližně v původním směru dále. Tato metoda se nazývá „stripping“ neboli strhávání [1],[4].



Obr. 2-2: Mikroskopické účinné průřezy reakcí  ${}^3\text{L}(p,n)$  a  ${}^3\text{H}(p,n)$ , upraveno dle [6]



Obr. 2-3: Mikroskopické účinné průřezy reakcí  ${}^2\text{H}(d,n)$  a  ${}^3\text{H}(d,n)$ , upraveno dle [6]

## 2.3 Radionuklidové zdroje

Skupina radionuklidových zdrojů je založena na skutečnosti, že některé izotopy mají vlastnost spontánní radioaktivní přeměny v izotopy jiné při současné emisi částice. O této skutečnosti padla zmínka již v části reaktorových zdrojů, kde vznikaly zpožděné neutrony rozpadem štěpných produktů přímou emisí. Další možností je spontánní štěpení jádra, jež se týká především těžkých prvků (oblast kolem uranu a transurany). Jádra podléhající alfa přeměně emitují jádra atomu helia  ${}^4\text{He}$  a tato jádra mají potenciál způsobit další jaderné reakce, jejichž produktem může být neutron. Posledním způsobem vzniku neutronu jsou také již popsány fotoreakce [1],[5],[7].

Všechny typy radionuklidových neutronových zdrojů charakterizuje relativně nízká hustota neutronového toku i při vysoké aktivitě radionuklidu, stabilní neovlivnitelné energetické spektrum, kompaktnost zdroje, přijatelné pořizovací náklady a prakticky nulové náklady na údržbu celého systému. Typicky nacházejí uplatnění všude tam, kde je třeba zdroj kompaktní, resp. přenosný, a kde postačí pouze nižší neutronové toky. Souhrn vlastností vyhovuje hlavně pro průmyslové nebo laboratorní použití [1],[7].

### 2.3.1 Spontánně štěpné zdroje

S rostoucím protonovým číslem izotopu stoupá pravděpodobnost spontánního štěpení. Vždy se však jedná pouze o minoritní způsoby přeměny, kdy dominantním zůstává alfa nebo beta přeměna. Použití izotopu jako neutronového zdroje dále závisí i na poločasu přeměny, požaduje se co nejvyšší podíl spontánního štěpení a co nejnižší náklady na výrobu izotopu a zdroje. Jediným vhodným nuklidem s ohledem na uvedené požadavky je kalifornium  ${}^{252}\text{Cf}$  [1],[7],[8].

U zdrojů s  ${}^{252}\text{Cf}$  je podíl spontánního štěpení vůči všem způsobům přeměny pouze 3,1 %, zbytek reakcí jsou alfa přeměny na  ${}^{248}\text{Cm}$ . Poločas přeměny  ${}^{252}\text{Cf}$  je 2,645 let (JEFF-3.1 [6]), což umožňuje vyrobit zdroj s vysokou aktivitou, to je však vykoupeno krátkou životností. Pro laboratorní účely s požadavkem na neměnnou aktivitu je třeba každé dva roky nový zdroj. Tato nevýhoda spolu s vysokou cenou znamená, že jiné typy zdrojů mohou být vhodnější [1],[7],[8].

Štěpné spektrum je spojitě, se střední energií 2,13 MeV, velmi podobné štěpnému spektru  ${}^{235}\text{U}$ . Lze ho taktéž popsat Wattovou formulí (2.11), ale s odlišnými koeficienty [1],[7],[8],[9]:

$$N(E_n) = \alpha \cdot e^{-0,88E_n} \cdot \sinh \sqrt{2 \cdot E_n} \quad (2.11)$$

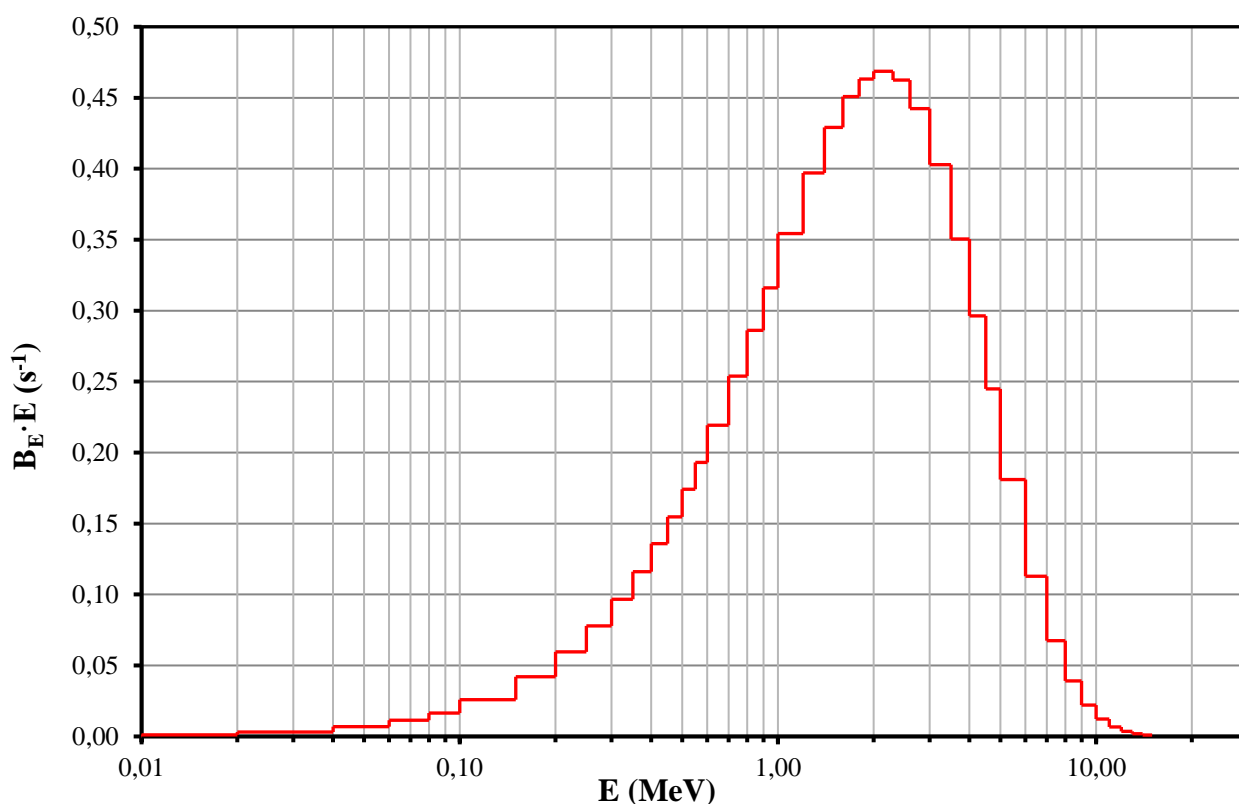
kde  $\alpha$  je konstanta a  $E_n$  (MeV) je energie emitovaného neutronu. Právě podobnost spektra se štěpným spektrem  ${}^{235}\text{U}$  předurčuje zdroj k využití na experimentech simulujících poměry v reaktoru, avšak v bezpečném a zmenšeném laboratorním měřítku. Spektrum emitované zdrojem s  ${}^{252}\text{Cf}$  je přímo definováno ve standardu ISO 8529-1:2001 [10]. Tabelaované hodnoty jsou součástí *Přílohy A*. Graficky je spektrum znázorněno na *Obr. 2-4*, přičemž veličina  $B_E \cdot E$  ( $\text{s}^{-1}$ ) reprezentuje spektrální sílu zdroje vypočtenou dle vztahu 2.12 [1],[7],[11]:

$$B_E \cdot E = B_i / \ln(E_{n+1} / E_n) \quad (2.12)$$

kde  $B_i$  ( $\text{s}^{-1}$ ) je spektrální síla jednotlivých energetických grup a  $E_{n+1}$  (MeV) a  $E_n$  (MeV) jsou hraniční energie těchto energetických grup, konkrétní hodnoty dány *Přílohou A*. Spektrum je normováno na celkovou sílu zdroje  $B = 1 \text{ s}^{-1}$  [10].

U čistého nuklidu  ${}^{252}\text{Cf}$  odpovídá neutronová emise  $2,314 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1} \text{ g}^{-1}$ , zatímco celková aktivita je  $19,832 \text{ TBq} \cdot \text{g}^{-1}$ . Reálně vyráběné zdroje však obsahují maximálně miligramy nuklidu, takže dosažitelná emise se pohybuje v řádech  $10^9$  až  $10^{10} \text{ s}^{-1}$ . Kalifornium není ve zdroji obsaženo jako

čistý kov, ale ve formě oxidu nebo jako součást keramické matrice. Navíc izotopické složení je poměrně pestré, neboť užitečné  $^{252}\text{Cf}$  o obsahu cca 50-90 % doprovází v měřitelných podílech ještě  $^{249}\text{Cf}$ ,  $^{250}\text{Cf}$  a  $^{251}\text{Cf}$ . Tyto izotopy však výsledné spektrum prakticky neovlivňují. Aktivní hmota je uzavřena a zavařena do nerezového pouzdra, které je zavařeno ještě ve druhém, vnějším, nerezovém pouzdře. Úkolem zapouzdření je chránit okolí před únikem produktů radioaktivní přeměny, což jsou štěpné produkty – velká jádra, částice alfa a částice beta emitované při přeměnách štěpných produktů. Záchytem elektronů na alfa částicích vznikají atomy hélia a postupně vzniká přetlak, proto musí být pouzdra i mechanicky odolná a jejich víčka velmi dobře zavařená. I z tohoto důvodu je zapouzdření řešeno jako dvojité. Uvedené produkty jsou v pouzdře kompletně zachyceny, do vnějšího okolí proniká pouze gama záření se spektrem podobným jako při štěpení  $^{235}\text{U}$  tepelnými neutrony [1],[7].



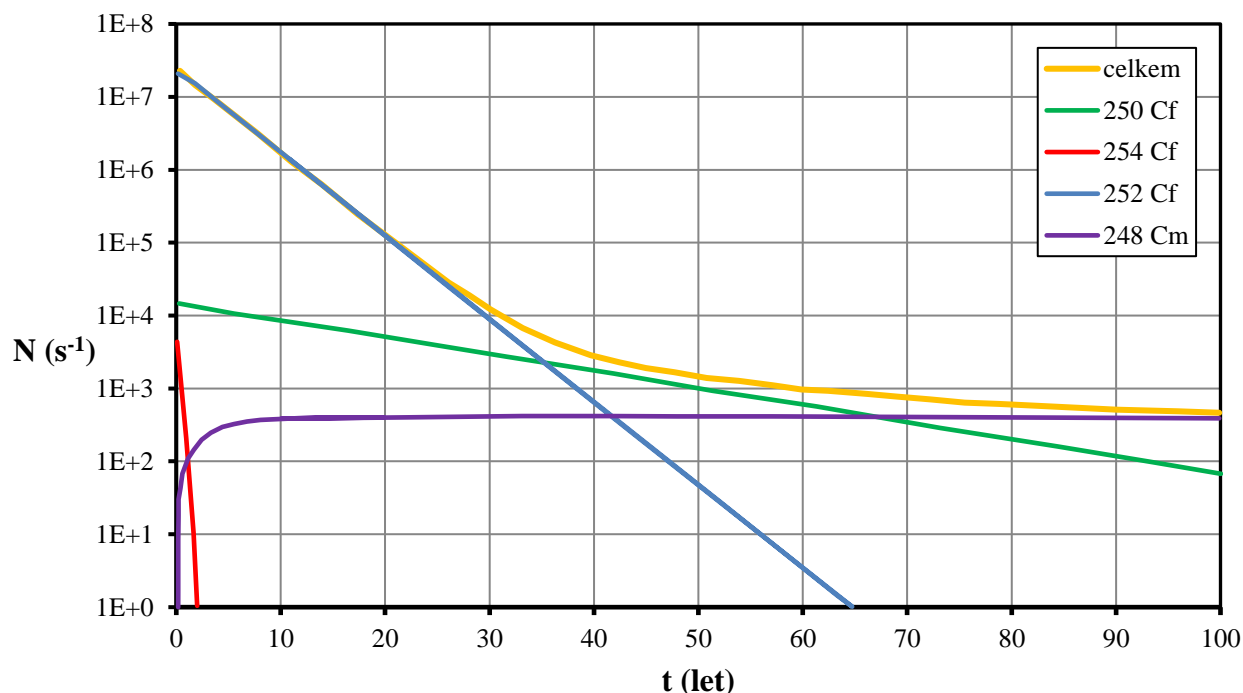
Obr. 2-4: Energetické spektrum  $^{252}\text{Cf}$  neutronového zdroje, upraveno dle [10][9]

V současné době probíhá produkce kalifornia pouze na dvou místech na světě – High Flux Isotope Reactor v Oak Ridge National Laboratory v USA a ve Výzkumném ústavu jaderných reaktorů v Dimitrogradu v Ruské federaci. Výroba probíhá transmutací na terčích z  $\text{Cm}_2\text{O}_3$ , kde se neutronovým záchytem zvyšuje nukleonové číslo až na  $^{249}\text{Cm}$ . V tomto okamžiku dojde beta rozpadem ke vzniku  $^{249}\text{Bk}$ , na kterém opět probíhá neutronový záchyt na  $^{250}\text{Bk}$ , které se pak beta rozpadem přeměňuje na  $^{250}\text{Cf}$ . Dále opět probíhá záchyt neutronů a vznikají izotopy kalifornia v řadě až do  $^{255}\text{Cf}$ . Kalifornium je z terče chemicky izolováno, vyčištěno a posléze se z něj vyrobí aktivní substrát pro neutronový zdroj. Vlastnosti jednotlivých izotopů včetně jejich zastoupení v nově vyrobeném aktivním substrátu jsou uvedeny v Tab. 2-1 [7],[8].

Tab. 2-1: Přehled izotopů kalifornia a jejich vlastností, upraveno dle [7]

NUKLID	POLOČAS PŘEMĚNY	PODÍL $\alpha$ PŘEMĚNY	PODÍL ŠTĚPENÍ	VÝTĚŽEK NEUTRONŮ	PODÍL V SUBSTRÁTU
$^{249}\text{Cf}$	351 let	~100 %	~0 %	$2,676 \cdot 10^3 \text{ g}^{-1}\text{s}^{-1}$	4,32 %
$^{250}\text{Cf}$	13,2 let	99,921 %	0,079 %	$1,117 \cdot 10^{10} \text{ g}^{-1}\text{s}^{-1}$	10,82 %
$^{251}\text{Cf}$	898 let	~100 %	~0%	$1,954 \cdot 10^6 \text{ g}^{-1}\text{s}^{-1}$	3,31 %
$^{252}\text{Cf}$	2,645 let	96,904 %	3,096 %	$2,314 \cdot 10^{12} \text{ g}^{-1}\text{s}^{-1}$	81,50 %
$^{253}\text{Cf}$	17,81 dnů	0,31 %	-	$8,406 \cdot 10^4 \text{ g}^{-1}\text{s}^{-1}$	0,04 %
$^{254}\text{Cf}$	60,5 dnů	0,299 %	99,701 %	$1,232 \cdot 10^{15} \text{ g}^{-1}\text{s}^{-1}$	0,01 %

Aktivita všech zmíněných izotopů kalifornia klesá, strmost je dána poločasem přeměny dle Tab. 2-1. Příspěvek k celkové emisi neutronů od  $^{253}\text{Cf}$  a  $^{254}\text{Cf}$  je po několika letech prakticky zanedbatelný, uplatňuje se pouze  $^{250}\text{Cf}$  a  $^{252}\text{Cf}$ . Ve zdroji však vzniká  $^{248}\text{Cm}$ , které má sice dlouhý poločas přeměny  $3,40 \cdot 10^5$  let (databáze JEFF-3.1.1 [6]), avšak podíl spontánního štěpení je relativně vysoký – 8,4 %, což už tvoří nezanedbatelný příspěvek k celkové emisi neutronů. Tento izotop hlavně zpočátku symbolicky kompenzuje úbytek krátkodobých izotopů, posléze je příspěvek prakticky neměnný kvůli velmi dlouhému poločasu přeměny. Průběhy příspěvků jednotlivých izotopů v závislosti na stáří zdroje jsou znázorněny na Obr. 2-5. Na závislosti shrnující celkovou emisi zdroje je jasně viditelný výrazný pokles v průběhu životnosti zdroje, v prvních letech výrazně nejstrmější. Důsledkem požadavku na přesné měření je nutnost aktualizace aktivity zářiče k danému dni. Po uplynutí 15 let se však ani po aktualizaci nedosáhne dostatečně přesného měření, neboť skutečná aktivita zdroje se vlivem přítomnosti dalších izotopů bude od vypočtené hodnoty významně lišit [1],[7].



Obr. 2-5: Závislost příspěvku emise neutronů na stáří zdroje, upraveno dle [7]

### 2.3.2 Zdroje na principu reakcí ( $\alpha, n$ )

Radionuklidové zdroje využívající jaderných reakcí ( $\alpha, n$ ) se skládají vždy ze dvou nebo více dominantních nuklidů, kdy první z nich slouží jako zdroj primárních částic alfa, které v sekundární reakci interagují s terčovými jádry druhého nuklidu za emise neutronů. Pro každý nuklid přitom zcela přirozeně platí rozdílné požadavky [1],[9].

Za primární nuklid je možno z principu volit prakticky jakýkoli izotop s alfa přeměnou, ale při požadavku na vysoký výtěžek neutronů a nepříliš vysoký pokles aktivity v průběhu životnosti se výběr značně omezuje. Ve historii radionuklidových zdrojů se přecházelo od  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{210}\text{Po}$ , přes  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  a nakonec až k  $^{241}\text{Am}$ . Příčinou pomalého vývoje byla nedostupnost transuranů ve vysokém množství v dřívějších dobách, příliš krátký poločas přeměny polonia a vysoké dávky doprovodného záření gama u radia. Porovnání jednotlivých izotopů je uvedeno v *Tab. 2-2* [1].

*Tab. 2-2: Přehled zářičů s různými primárními nuklidy, upraveno dle [1]*

TYP	POLOČAS PŘEMĚNY	VÝTĚŽEK NEUTRONŮ NA $10^6$ ČÁSTIC $\alpha$
$^{239}\text{Pu-Be}$	24110 let	65
$^{210}\text{Po-Be}$	138 dnů	73
$^{238}\text{Pu-Be}$	87,7 let	79
$^{241}\text{Am-Be}$	432 let	82
$^{244}\text{Cm-Be}$	18,1 let	100
$^{242}\text{Cm-Be}$	162 dnů	118

Se vzrůstající energií alfa částic se obecně zvyšuje zisk neutronů díky rostoucímu účinnému průřezu reakce, ne však příliš výrazně. Na *Obr. 2-6* je uveden příklad v podobě  $^9\text{Be}$  (databáze JENDL/AN-2005 [6]). Energie se navíc pohybují pouze v omezeném rozsahu – energie tedy není zásadním kritériem pro volbu primárního nuklidu, výběr je nadále otázkou poločasu přeměny a množství doprovodného záření gama. Stejně jako bylo zmíněno v části o  $^{252}\text{Cf}$  zdroji, příliš krátký poločas přeměny zkracuje dobu použitelnosti zářiče. Pokud je naopak příliš dlouhý, zářič má nízkou emisi, a to je nutno kompenzovat množstvím radionuklidu v zářiči, což zvětšuje jeho rozměry. Nárůst objemu by nemusel být sám o sobě pro některé aplikace problematický, avšak zanedbáním rozměrů a uvažováním bodového zdroje, např. ve výpočtových modelech, vzniká větší chyba. Malé zdroje je navíc možné považovat za izotropické, což se o zdrojích větších rozměrů nedá říci, protože neutron může interagovat s objemem zářiče na nezanedbatelné dráze, což v důsledku může ovlivnit jeho spektrum [1],[9].

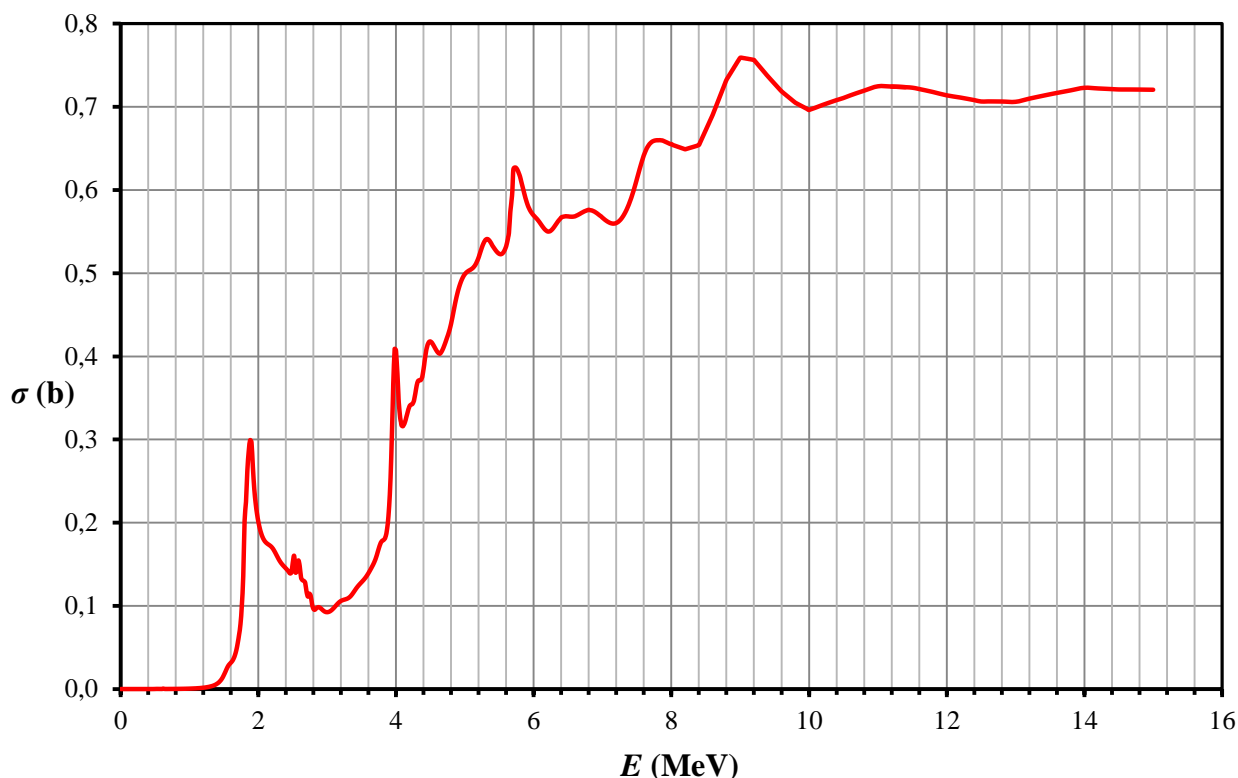
Kritérium množství doprovodného záření gama je důležité ze dvou důvodů. Nejpodstatnějším je radiační ochrana, protože záření není ve zdroji absorbováno, druhým je míra ovlivnění měření detektorů, protože vysoké pozadí vytváří nežádoucí odezvu. Fotony mohou být emitovány i následnými reakcemi v terčiku, kdy dochází k deexcitaci nově vzniklých izotopů. Jedná se o charakteristické reakce, které mohou být díky své intenzitě použity ke kalibraci přístrojů. Na základě zhodnocení uvedených podmínek a vlastností jsou v současnosti používanými primárními zdroji alfa částic izotopy  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  a  $^{241}\text{Am}$  [1],[9].

Problematika čistoty (podílu z celkového množství) hlavního aktivního nuklidu je aktuální i u radionuklidových zdrojů. Příměsi ovlivňují časový vývoj emise neutronů, čili možnost účinné korekce na ubývající aktivitu primárního nuklidu v čase. Účinek může být buď posilující, nebo oslabující. Spolu s  $^{239}\text{Pu}$  se vyskytuje i  $^{241}\text{Pu}$ , které se přeměňuje  $\beta^-$  rozpadem při poločase přeměny 14,33 let (databáze JEFF-3.1.1 [6]) na  $^{241}\text{Am}$ , které je dalším primárním radionuklidem. Spektrum i časová predikce aktivity zdroje se tak stávají komplikovanějšími. Přítomnost 0,7 %  $^{241}\text{Pu}$  vede k počátečnímu nárůstu emisivity zdroje až o 2 % za rok. Další komplikaci znamená přítomnost štěpitelného izotopu za předpokladu, že se mohou neutrony ve vnějším okolí zdroje zmoderovat. Tím pádem může docházet k dalšímu zvyšování výtěžku vlivem štěpení – může nastávat opět u  $^{239}\text{Pu}$  a  $^{241}\text{Pu}$  [1],[12],[13].

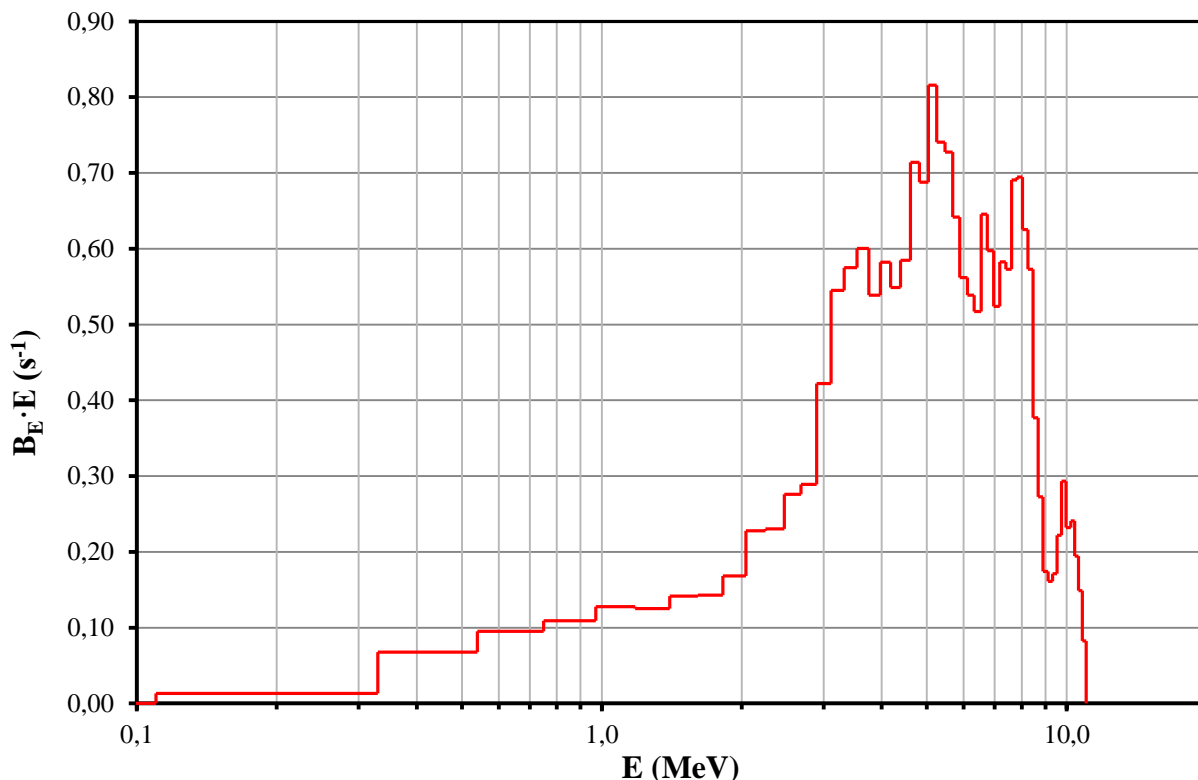
Za terčové materiály se volí výhradně lehké prvky z počátku periodické tabulky, protože pouze vůči nim mají alfa částice dostatečnou energii překonat elektrostatické síly k uskutečnění reakce. Výtěžky jsou však ve všech případech nízké – pohybují se v desítkách neutronů na  $10^6$  emitovaných alfa částic (*Tab. 2-2*). Velmi vhodným terčovým izotopem je  $^9\text{Be}$ , který má oproti blízkým prvkům relativně nejvyšší výtěžek. S alfa částicí na něm probíhá reakce dle vztahu 2.12. Deexcitace vznikajícího izotopu uhlíku po reakci vede k emisi fotonu o energii 4,438 MeV (databáze EXFOR [6]). Jiné terčové materiály se prakticky nepoužívají [1],[13].



Nezávisle na druhu primárního zdroje má alfa částice velmi podobnou energii a tedy i charakteristika emitovaných neutronů je pro všechny primární zdroje velmi podobná. Z ( $\alpha,n$ ) zdrojů je nejhojněji zastoupený AmBe zdroj, pro nějž je spektrum přímo definováno ve standardu ISO 8529-1:2001 [10]. Graficky je spektrum znázorněno na *Obr. 2-7*. Popis veličin grafu je uveden v podkapitole o štěpných zdrojích. Tabelované hodnoty jsou součástí *Přílohy B* [1],[13].



Obr. 2-6: Závislost účinného průřezu pro reakci  $^9\text{Be}(\alpha,n)$ , upraveno dle [6]



Obr. 2-7: Energetické spektrum AmBe neutronového zdroje, upraveno dle [10]

Šířka a rozkolísanost spektra jsou zapříčiněny rozdílnými ztrátami energie při pohybu alfa částic před srážkou s terčíkem. Díky tomu, že částice do reakce vstupují s rozdílnou energií, je i energie emitovaného neutronu v poměrně široké oblasti. Prudké skoky lze přičítat vzniku různě excitovaných stavů  $^{12}\text{C}$ . V případě nezanedbatelných rozměrů zdroje dochází při pohybu neutronu i k dalším reakcím (viz odstavec o čistotě izotopu), což má za následek také ovlivnění spektra. Nejvíce se uplatňuje rozptyl neutronů či štěpení plutoniových příměsí, v případě plutoniového primárního zdroje tedy i štěpení tohoto zdroje. Popis spektra se stává poměrně komplexní záležitostí velkého počtu reakcí, kterou nepostihne jednoduchá funkce [1].

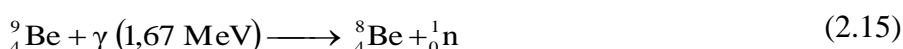
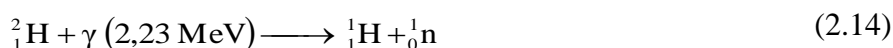
Konstrukční provedení zářičů je prakticky totožné jako u kaliforniových zdrojů – skládá se ze dvou povětšinou válcových obalových nerezových pouzder tvořících dvoustupňovou bariéru proti úniku produktů radioaktivních přeměn a reakcí ze zářiče do okolí. Každé pouzdro je realizováno jako polodutý válec, který se z jedné strany uzavírá přivařovaným víčkem. Pouzdra se do sebe zasouvají tak, aby byla víčka orientována na opačnou stranu. Rozměrově se zářiče pohybují v řádech centimetrů, u větších zářičů začíná být podstatné porušení izotropního vyzařování, a tím pádem nehomogenního pole, což je nevýhodné pro měření i pro výpočty s těmito zdroji. Anizotropie ve směru osovém a kolmém na osu může dosáhnout až 20 %. Menší pouzdro obsahuje u větších zdrojů expanzní prostor, který slouží k pojmutí vznikajícího hélia, aby nedošlo k nadměrnému vzrůstu tlaku uvnitř a narušení integrity radiační bariéry [1],[12],[13].

Celková emise neutronů se u jednotlivých zdrojů pohybuje v řádech  $10^5$  až  $10^8$   $s^{-1}$ , což znamená aktivitu primárních zdrojů alfa částic v řádu GBq až TBq kvůli nízkým účinným průřezům reakce  $(\alpha, n)$ . Primární zdroje, tedy izotopy  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  a  $^{241}\text{Am}$  jsou v aktivní směsi zářiče obsaženy ve formě oxidů. Terčové prvky jsou obsaženy jako čisté, pouze s nepatrnými příměsemi jejich sloučenin. Uvedené sloučeniny jsou smíchány do homogenní směsi a slisovány do kompaktní hmoty, která se posléze usadí do vnitřního pouzdra [1],[12],[13].

### 2.3.3 Zdroje na principu reakcí ( $\gamma, n$ )

Reakce ( $\gamma, n$ ) jako zdroj neutronu byla zmíněna v části o reaktorech považovaných za neutronové zdroje. V tomto případě se však jednalo pouze o doprovodný sekundární jev zanedbatelný v kontextu celkového neutronového toku generovaného štěpením. Tyto fotojaderné reakce však lze ve výjimečných případech využívat jako primární zdroj, pokud danému účelu není překážkou nízký neutronový tok a přítomnost silného gama záření kvůli mechanismu reakce [1].

Provedení zdroje je podobné jako u zdrojů reakcí ( $\alpha, n$ ), tedy primární zdroj fotonů a terčový materiál, na kterém probíhá samotná reakce. Jedinými dvěma použitelnými terčovými materiály jsou izotopy vodíku  $^2\text{H}$  (deuterium) a beryllia  $^9\text{Be}$ , na kterých probíhají následující reakce [1],[5]:



Důvodem pro použití právě těchto dvou reakcí je dostatečně nízká vazebná energie neutronu na to, aby mohla být reakce indukována fotony vznikajícími radioaktivní přeměnou izotopů s dostatečně dlouhým poločasem přeměny kvůli životnosti zdroje. Při požadavku neutronové emise  $10^6 \text{ s}^{-1}$  je aktivita primárního zdroje fotonů o šest řádů vyšší, tedy v TBq, což je příčinou vysokého doprovodného záření. Charakteristickým rysem fotoreakčních zdrojů je diskrétní spektrum, ve většině případů prakticky monoenergetické nebo se dvěma hodnotami. Příčinou je původ v diskrétních hodnotách fotonů emitovaných při radioaktivní přeměně [1].

Konstrukce fotoreakčních zdrojů je mírně odlišná od již popsaných radionuklidových zdrojů neutronů. Aktivní materiál primárního zdroje fotonů je uzavřen do pouzdra z lehkého, „průhledného“ materiálu, kde nebude docházet k fotoreakcím. Podmínku splňuje např. hliník. Toto pouzdro je obaleno tenkou vrstvou terčového materiálu. Síla terčiku je reakcí na kompromis mezi dostatečnou emisí neutronů a úzkým energetickým spektrem neutronů. Deuteriový terčík je realizován jako těžká voda, nebo polyetylen, který obsahuje atomy deuteria místo klasického lehkého vodíku. V následující Tab. 2-3 jsou uvedeny vybrané vlastnosti jednotlivých sestav primárního a terčového nuklidu [1].

Tab. 2-3: Přehled základních vlastností některých fotoreakčních zdrojů /v referenční geometrii/, upraveno dle [1]

TYP	POLOČAS PŘEMĚNY	ENERGIE NEUTRONŮ		VÝTĚŽEK NEUTRONŮ NA $10^6$ FOTONŮ
		0,15 MeV	0,95 MeV	
$^{88}\text{Y}-\text{Be}$	106,6 dnů	0,15 MeV	0,95 MeV	2,7
$^{88}\text{Y}-^2\text{H}_2\text{O}$	106,6 dnů	0,25 MeV		0,08
$^{226}\text{Ra}-\text{Be}$	1600 let	0,12 MeV	0,51 MeV	0,8
$^{226}\text{Ra}-^2\text{H}_2\text{O}$	1600 let	0,12 MeV		0,03
$^{228}\text{Ra}-\text{Be}$	5,75 let	0,83 MeV		0,9
$^{228}\text{Ra}-^2\text{H}_2\text{O}$	5,75 let	0,20 MeV		2,6
$^{124}\text{Sb}-\text{Be}$	60,2 dnů	0,024 MeV		5,1

### 3 LABORATORNÍ SESTAVA

Laboratorní sestava pořízená za účelem provádění experimentů a výuky s neutrony, jmenovitě např. ozařování, porovnávání stínících vlastností materiálů, sestavení výpočetního modelu a nepřeborného množství dalších budoucích idejí, se skládá ze dvou klíčových částí, a to zdroje neutronů a stínícího a moderačního stendu, interně označovaného jako Svíčka.

#### 3.1 Neutronový zdroj

Jedná se o  $^{241}\text{AmBe}$  neutronový zdroj (výrobní číslo AS010/15) výrobce Eckert & Ziegler Cesio s. r. o. o nominální aktivitě primárního radionuklidu 92,5 GBq. Emise neutronů ke dni 5. 11. 2015, kdy byl zdroj měřen a zkoušen pro získání Osvědčení uzavřeného radioaktivního zářiče, činila  $5,6 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$  s relativní nejistotou 1,8 %. Dle rozpadového zákona (3.1) lze současnou aktivitu  $A'$  (Bq) (stanovenou vzhledem k dalším výpočtům ke dni 15. 4. 2017), a tedy i výtěžek neutronů  $n'$  ( $\text{s}^{-1}$ ) s přijetím zjednodušení na exponenciální pokles aktivity i přes přítomnost štěpných produktů (kap. 2.3.2), vypočítat následujícím způsobem [13],[14]:

$$\lambda \cdot n(t) = -\frac{dn(t)}{dt} \quad (3.1)$$

$$A' = A \cdot e^{-\lambda t} = A \cdot e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t} = 92,5 \cdot e^{-\frac{\ln 2}{432,6 \cdot 365} \cdot 528} = 92,2858 \text{ GBq} \quad (3.2)$$

$$n' = n \cdot e^{-\lambda t} = n \cdot e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t} = 5,6 \cdot 10^6 \cdot e^{-\frac{\ln 2}{432,6 \cdot 365} \cdot 528} = 5,5870 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1} \quad (3.3)$$

Korigovaná aktivita primárního radionuklidu je tedy 92,286 GBq a emise neutronů činí  $5,587 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ . V rovnicích 3.1, 3.2 a 3.3 vystupuje přeměnová konstanta  $\lambda$  ( $\text{rok}^{-1}$ ), která se vypočte dle vztahu 3.4, ve kterém  $T_{1/2}$  (rok) je poločas přeměny. Pro izotop  $^{241}\text{Am}$  je poločas přeměny 432,6 let (databáze JEFF-3.1 [6]).

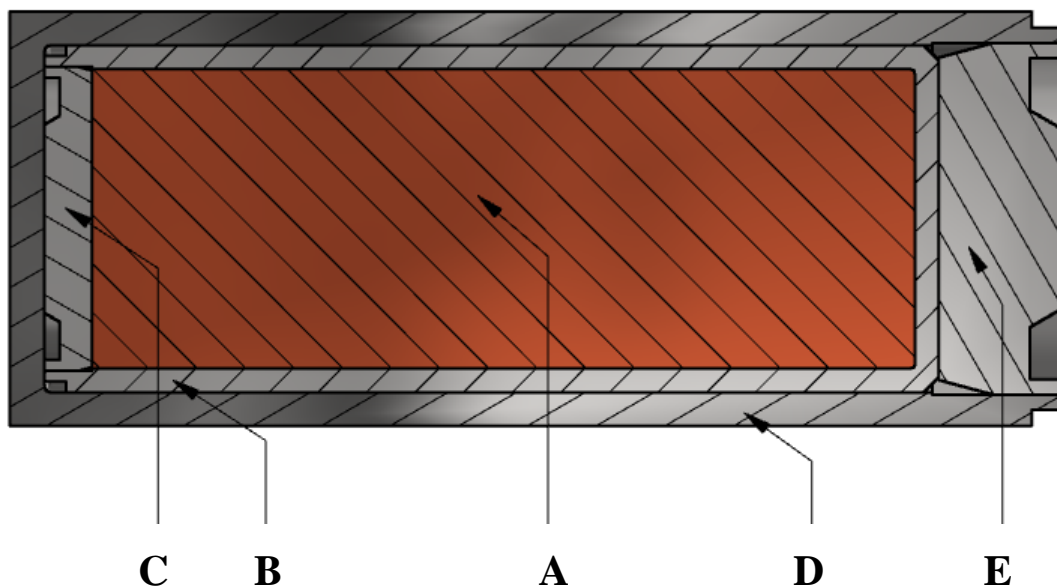
$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \quad (3.4)$$

Aktivním materiálem zářiče je homogenní lisovaná směs prášku oxidu američitého  $^{241}\text{AmO}_2$  o celkové hmotnosti 833 mg a prášku beryllia  $^9\text{Be}$  o hmotnosti 7347 mg. Beryllium je obsaženo ve formě čistého kovu (99,4 %), oxidu beryllnatého BeO (0,6 %) a dále naprosto zanedbatelných stopových příměsí. Výlisek má tvar válce a je uložen v prvním, vnitřním pouzdru. Na řezu neutronovým zdrojem na *Obr. 3-1* je aktivní objem označen písmenem A. Všechny prostorové modely a výkresy uvedené v práci byly vytvořeny v programu Autodesk Inventor 2015. [14],[15].

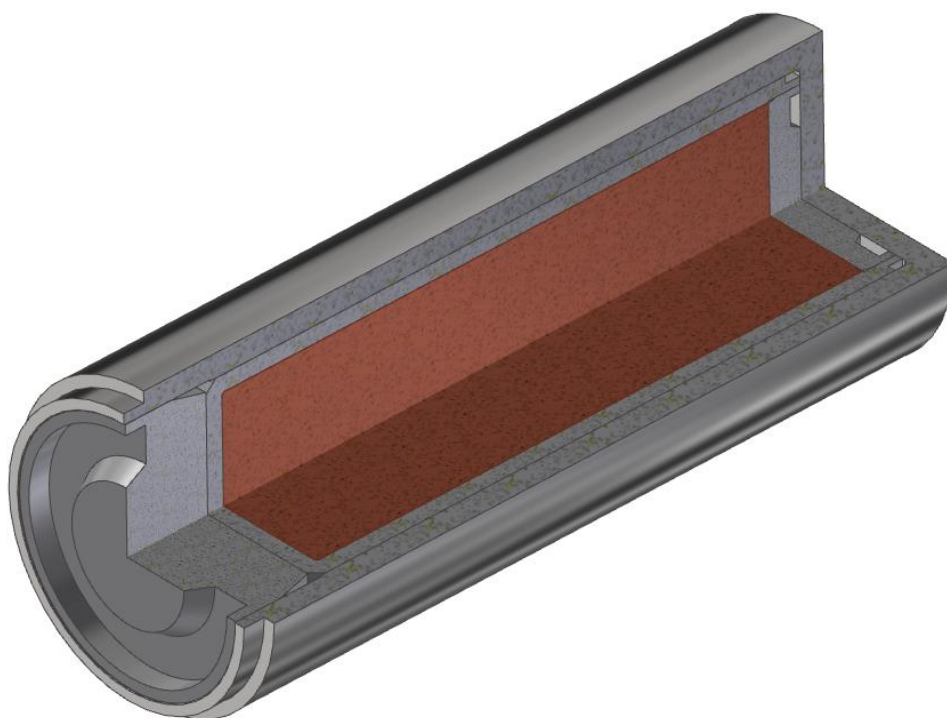
Obal zářiče se skládá ze dvou pouzder sestávajících z polodutého válce a jednoho uzávěru z identického materiálu. Vnitřní pouzdro je na *Obr. 3-1* označeno jako B, vnitřní víčko jako C. Vnější pouzdro je označeno písmenem D, vnější víčko písmenem E. Pouzdro s víčkem jsou spojeny TIG svarem. Uspořádání je lépe viditelné na řezu 3D modelem na *Obr. 3-2*. Obě pouzdra jsou vyrobena z nerezové oceli s označením 1.4541 dle českého standardu ČSN EN 10088-1. Podle tohoto standardu se jedná o ocel chrom-niklovou austenitickou stabilizovanou s dobrou korozní odolností. Tento konkrétní druh oceli se běžně používá k výrobě radionuklidových zářičů po celém světě, pouze s jiným označením dle místní normalizace, např. v USA standardu ČR odpovídá standard AISI 321. Sestava obou pouzder tvoří jeden typový celek obalu nabízeného výrobcem na trhu pod označením N20. Výtah z chemické analýzy příměsí železa a jejich hmotnostní podíl v oceli pro obě nerezová pouzdra je uveden v *Tab. 3-1* [14],[16].

Tab. 3-1: Příměsi v ocelích pouzder zářiče, upraveno dle [14]

TYP	C [%]	Mn [%]	Si [%]	S [%]	P [%]	Ni [%]	Cr [%]	N [%]	Ti [%]
vnější	0,017	1,38	0,44	0,007	0,032	9,18	18,4	0,036	0,2
vnitřní	0,08	2,0	1,0	0,03	0,045	9-12	17-19	-	0,7



Obr. 3-1: Schematický řez neutronovým zdrojem [14],[15]

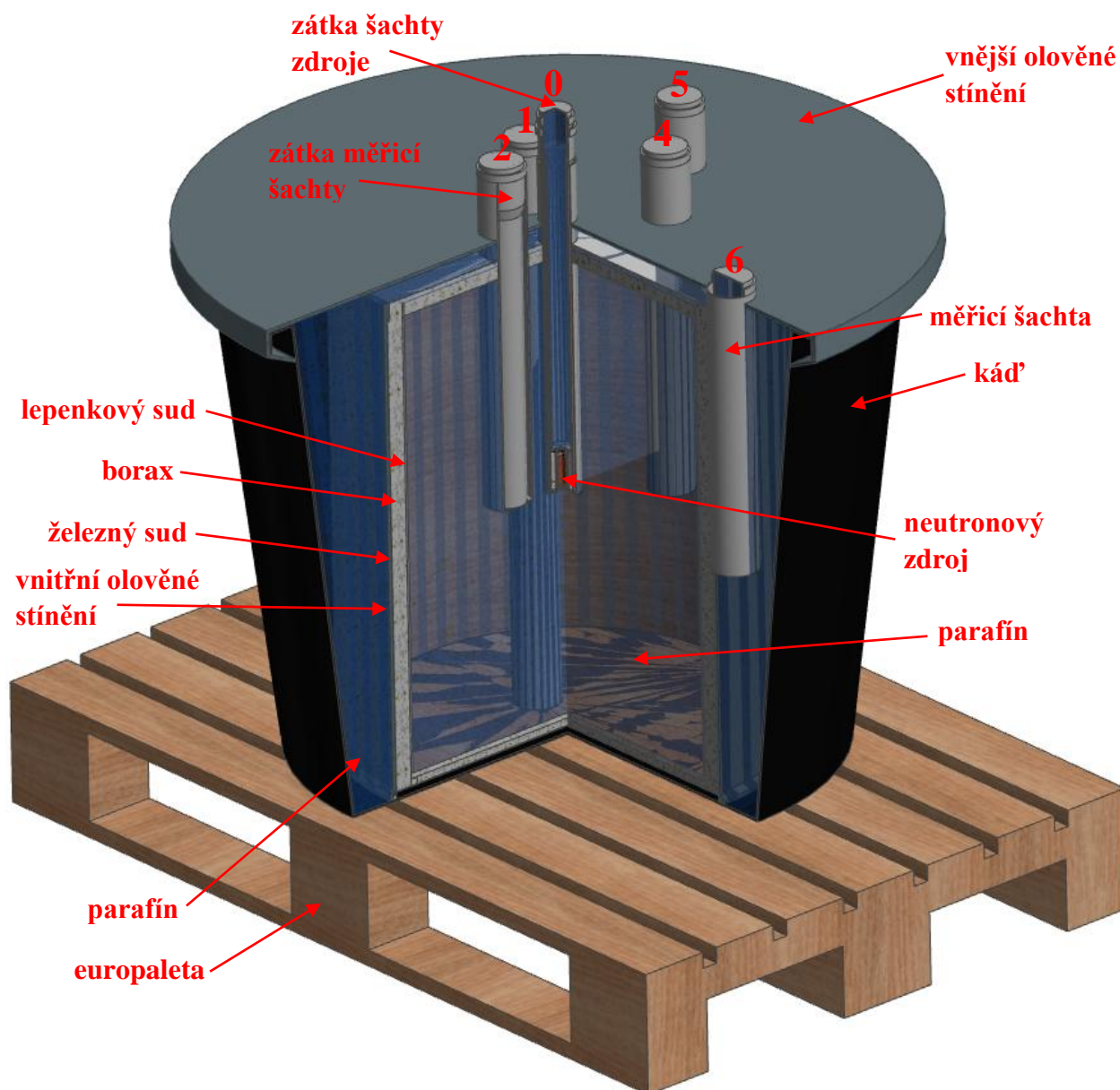


Obr. 3-2: Tříčtvrtinový řez 3D modelem neutronového zdroje [14],[15]

### 3.2 Stend „Svíčka“

Měřicí stend je speciálním typem přípravku vyrobeným pro potřeby laboratoře přesně na míru výše popsanému zdroji. Jeho posláním je vytvořit materiálové prostředí obklopující zdroj tak, aby průchodem záření skrze stend docházelo k interakcím a měnilo se energetické spektrum neutronů a neutronový tok. Za účelem měření a provádění experimentů jsou v různé vzdálenosti od zdroje vytvořeny měřicí kanály. Zdroj je umístěn v centrální šachtě sahající do poloviny výšky stendu.

Měřicí kanály jsou okolo šachty zdroje uspořádány tak, aby mezi spojnicí vybraného kanálu a šachtou pro zdroj neležel žádný další kanál kvůli co nejmenšímu ovlivnění homogenity prostředí, ve kterém se měřicí pozice nachází. Každá pozice má vytvořenou i zátku, aby mohl být prostor v čase, kdy probíhá měření na jiné pozici, uzavřen a opět se vytvořilo co nejvíce homogenní prostředí. Celkem stend obsahuje šest měřicích pozic a jednu šachtu zdroje. Pět měřicích pozic se nachází v oblasti, kde neutrony prochází pouze parafinem, šestá pozice se nachází za olověným stíněním. Jednotlivé části stendu jsou vyznačeny ve 3D modelu na Obr. 3-3 [17].

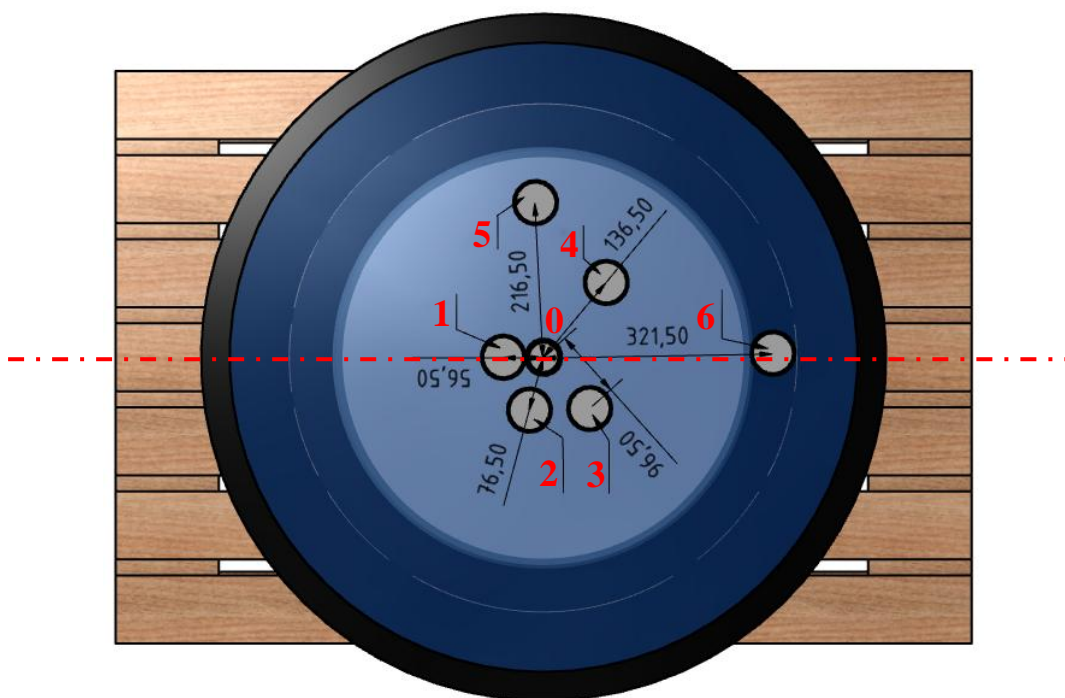


Obr. 3-3: Tříčtvrtinový řez 3D modelem stendu „Svíčka“, upraveno dle [15],[17]

Základním prvkem celého stendu je černá polypropylenová kád' tvaru převráceného komolého kužele o spodním vnitřním průměru 710 mm a horním vnitřním průměru 880 mm. Celková výška kádě je 710 mm. Souose s touto kádí je do ní vložen železný sud o výšce 684 mm, průměru 572 mm a tloušťce plechu 2 mm, jehož vnější stěna je obalena plátem olova tloušťky 4 mm, jenž je na horní straně sudu zahnut dovnitř s přesahem 25 mm. Vzhledem k ochraně spodní základny sudu vznikla mezi kádí a tímto sudem vzduchová kapsa. Do olovem obaleného železného sudu je opět souose vložen lepenkový sud o výšce 667 mm a vnějším průměru 520 mm. Tloušťka lepenky je 3 mm. Tento sud má taktéž ochranu na spodní základně, vzniklá mezera je však vyplněna boraxem. Lepenkový sud je zalit parafínem Rubitherm RT 58 do výšky 18 mm pod okraj. Vzniklý prostor mezi lepenkovým a železným sudem je opět vyplněn boraxem, ten také zaplňuje lepenkový sud až po okraj a dorovnává plný objem olovem obaleného železného sudu. Všechny dosud nezaplňené prostory mezi kádí a do ní vloženými sudy je zalit již dříve použitým parafínem Rubitherm. Na závěr je kád' uzavřena poklopem z 5 mm silného plátu olova, tento plát je zahnut i přes profil okraje kádě až k vnější kuželové stěně kádě. „Svíčka“ je uložena na dřevěné europaletě standardizovaných rozměrů 1200 × 800 × 166 mm. Všechny popsané části jsou vyznačeny na *Obr. 3-3* a další parametry je možno dohledat na výkresu stendu, který je uveden v *Příloze D* [17].

V základním, výše popsaném objemu stendu je zalito několik ve spodní části zaslepených polyvinylchloridových trubek různého průměru a délek o síle stěny 2 mm, které vytvářejí měřicí šachty a šachtu pro umístění zdroje. Tyto šachty přirozeně procházejí přes všechny vrstvy materiálů až nad samotný stend a umožňují vkládání zdroje a detektorů do stendu. Rozmístění a nadále závazně používané číslování šachet vůči ose stendu je znázorněno na *Obr. 3-4*. Trubky vytvářející šachty mají rozdílnou délku – šachty jsou tedy rozdílně hluboké a hrdla šachet jsou umístěna v různých výškách. V zásadě lze říci, že šachta č. 1 je nejhlubší a jako jediná zasahuje pod úroveň umístění zdroje v šachtě pro něj určené. Zbylé měřicí šachty, tedy č. 2 až 6 zasahují do stejné roviny, a to právě do roviny zdrojové šachty. Měřicí šachty mají jednotný vnitřní průměr 59 mm. Souhrn parametrů jednotlivých šachet a údajů vztažených vůči různým referenčním bodům jsou uvedeny v *Tab. 3-2*, jednak pro potřebu budoucích měření a experimentů a jednak pro snadnější orientaci [17].

Provedení šachty zdroje, resp. šachtová sestava zdroje, je oproti provedení samotných měřicích šachet mírně komplikovanější, neboť se skládá celkem ze tří hlavních částí. První, vnější část je identická k šachtě měřicí – jedná se o klasickou pevně zalitou PVC trubku, avšak s odlišným vnitřním průměrem, a to 46 mm. Druhou část tvoří tzv. podávací trubka zdroje, do které se zdroj umísťuje vně stendu a následně se do stendu zasouvá s celou trubkou. Tento článek je přítomen v zájmu vyšší bezpečnosti, protože v případě absence této podávací trubky by mohlo dojít k situaci, kdy zdroj nepůjde z pevné vnější šachty z různých důvodů, např. pádu a vzpříčení, bezpečně vytáhnout. Třetí a poslední částí je klasická záslepka šachty, která bude při měření přítomna vždy a bude těsně z horní strany naléhat na zdroj a zajišťovat vytvoření homogenního prostředí nad zdrojem. Zátka pro šachtu zdroje je obdobné konstrukce jako zátka pro šachty měřicí, pouze se liší její průměr z důvodu přizpůsobení rozměrů celé šachty průměru neutronového zdroje, tento průměr je tedy pouze 32 mm. Detail provedení šachtové sestavy v okolí zdroje je vykreslen na *detailu A* v *Příloze D* [17].



Obr. 3-4: Poloha měřicích pozic vůči svislé ose stendu /bez olověného stínění/ a vyznačení podélné osy palety, upraveno dle [15],[17]

Tab. 3-2: Parametry šachtových sestav ve stendu [17]

POZICE	Vzdálenost osy šachty od osy stendu (mm)	Úhel vůči podélné ose palety (°)	Průměr šachty vnitřní (mm)	Průměr zátky vnější (mm)	Hloubka šachty od hrany (mm)	Hloubka šachty od stínění (mm)	Použité trubky
0	0	0	46	40/32	453	373	DN 50/40/32
1	56,5	0	59	50	763	683	DN 63/50
2	76,5	75	59	50	453	373	DN 63/50
3	96,5	132	59	50	453	373	DN 63/50
4	136,5	230	59	50	453	373	DN 63/50
5	216,5	273	59	50	453	373	DN 63/50
6	321,5	179	59	50	383	373	DN 63/50

## 4 METODY ANALÝZY NEUTRONOVÉHO POLE

Stěžejním cílem diplomové práce je analyzovat – kvantifikovat a kvalifikovat neutronové pole laboratorního neutronového zdroje v jednotlivých měřicích pozicích/šachtách stendu. Tato potřeba vychází z návrhového účelu zařízení, kterým je poskytování různých neutronových toků a energetických spekter pro další aplikace. Pokud je neutronové pole popsáno, lze z těchto informací vyvozovat či vypočítávat další parametry a posouvat tak dále výzkum či využít stend pro alternativní, dosud nedefinované účely. V konečném důsledku by měly výsledky této práce zajistit kvalitní startovní podmínky pro příští experimenty. S ohledem na doposud známé skutečnosti vyplývající z geometrie stendu existuje několik možných základních způsobů, jak neutronové pole v daném bodě analyzovat [5],[18],[19]:

### 1) Měření detektory

- a) Aktivní – využívá se přímé působení částice na aktivní složku detektoru, registruje se produkt reakce, která s interagujícím neutronem proběhne; bezprostřední detekce neutronů není kvůli jejich neutrálnímu náboji možná
- b) Pasivní – fungují na principu zpětného výpočtu interagujících neutronů pomocí měření indukované radioaktivity v aktivačním detektoru

### 2) Výpočet

- a) Deterministický – hledané veličiny lze stanovit numerickými metodami při přijetí určitých zjednodušení při řešení transportní rovnice
- b) Stochastický – hledané veličiny lze stanovit statistickou analýzou simulací pohybu částic a jejich chování v řešeném problému

Všechny výše uvedené přístupy je vhodné kombinovat, a to z důvodu vzájemného ověření a potvrzení výsledků. Zvláště užitečné je vytvořit matematický výpočetní model, provést komplexní výpočet problému a ve vybraných bodech validovat, případně vyvrátit hodnoty ze simulace měřením pomocí detektorů. V případě úspěšného potvrzení výsledků je v každém dalším případě možné využít již jen matematický model a poměry v daném bodě nadále pouze simulovat, ovšem jenom za předpokladu, že výpočet je z hlediska času a spolehlivosti méně náročný než samotné měření. Takový průběh analýzy je maximálně efektivní, šetří čas i úsilí. Pro každou změnu postačí provést pouze nový výpočet. Simulaci lze využít i v případě, že v daném bodě není možné z různých důvodů přímé měření provést. Za takových podmínek lze upřednostnit výpočet i přes jeho případnou menší efektivitu.

### 4.1 Aktivní detektory

Pro zamýšlené použití se kvůli nutnosti měření v omezeném průměru měřicí šachty jako jedním z možných způsobů jeví využití plynem plněných detektorů. Plynem plněné detektory využívají skutečnosti, že ionizující částice prolétne náplní detektoru a tato náplň je ionizována, čímž vzniknou částice nesoucí elektrický náboj. Detektor funguje jako kondenzátor, jehož elektrody jsou pod napětím. Elektricky nabitě částice jsou elektrickým polem urychlovány ke kladné nebo záporné elektrodě detektoru, což vyvolá na výstupu elektrický impuls, který je dále vyhodnocován. Počet impulsů odpovídá počtu detekovaných částic. V plynové náplni dochází k tzv. sekundárním ionizačním reakcím, kdy s náplní neutron interaguje za vzniku jiné nabitě částice, která může být posléze detekována. Citlivost detektorů je tedy logicky závislá na účinných průřezech jednotlivých ionizačních reakcí. U heliového detektoru se jedná o reakci (n,p) a u borového detektoru jde o reakci (n, $\alpha$ ) [1],[18],[19].

V heliovém detektoru, jehož aktivní náplň je izotop  $^3\text{He}$ , probíhá reakce podle rovnice (4.1):



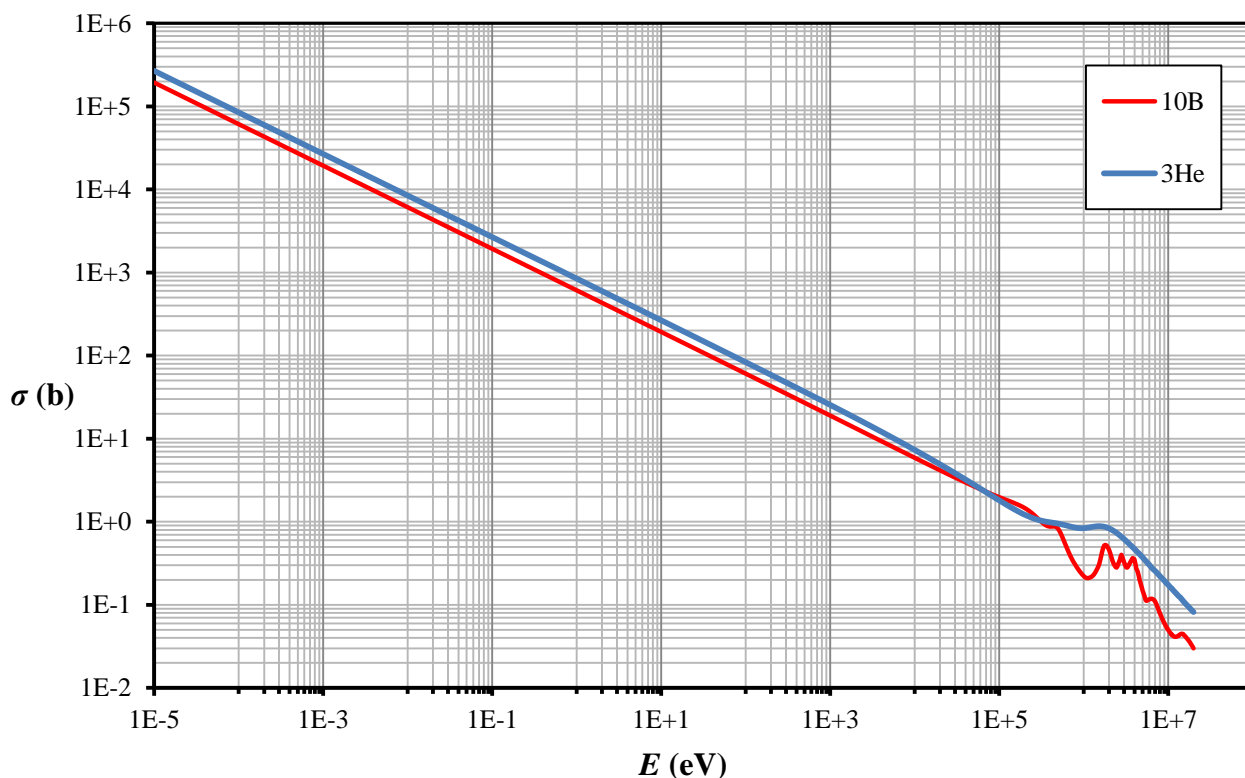
V borovém detektoru, jehož aktivní náplň je izotop  $^{10}\text{B}$ , probíhá reakce dle (4.2) a (4.3):



Energetická spektra účinných průřezů (databáze JEFF-3. [6]) těchto reakcí jsou znázorněna na Obr. 4-1. Z grafu jasně vyplývá, že vyšší citlivost je u obou detektorů dosažena pro neutrony nižších energií, a to velmi zásadní měrou. Pro oblast tepelných neutronů je citlivost až o tři řády vyšší než pro rychlé neutrony [1],[18],[19].

Ze vzájemného porovnání detektorů vyplývá, že heliové detektory jsou celkově citlivější než borové a také jsou vhodnější pro měření rychlých neutronů, protože nedochází k poklesu účinného průřezu pro energie v řádu jednotek MeV. Trend poklesu je exponenciální. Citlivost obou detektorů na gama záření je velmi malá, ale přesto nezanedbatelná. Pro analýzu výstupního signálu detektoru je nutné použít amplitudový pulsní analyzátor a nežádoucí signál odfiltrout pomocí amplitudové diskriminace [1],[18],[19].

Z výše uvedené krátké charakteristiky aktivních heliových a borových detektorů vyplývá, že jejich výstupem je prostá četnost impulzů charakterizující počet zaregistrovaných neutronů bez přímé možnosti určení energie těchto neutronů nebo jiného relevantního údaje umožňujícího srovnání naměřených hodnot s výstupy výpočtů, o nichž bude pojednáno v následujících podkapitolách.



Obr. 4-1: Účinný průřez sekundárních ionizačních reakcí v detektorech, upraveno dle [6]

## 4.2 Pasivní detektory

Do kategorie pasivních detekčních metod spadá tzv. aktivační analýza. Toto označení je souhrnné pro více metod využívajících různé incidenční částice, buď neutrony, fotony nebo jiné částice s nábojem, a primárně pojmenovává proces určování materiálového a izotopického složení neznámých vzorků pomocí známého pole [20]. Za podmínky znalosti přesného izotopického složení ozařovaného materiálu lze postup provést inverzně a popsat tak působící pole, přičemž se formálně stále jedná o aktivační analýzu. Ozařovaný materiál se nadále označuje jako aktivační detektor, neboť se již nejedná o zkoumaný objekt, nýbrž o experimentální nástroj. Z pochopitelných důvodů se bude při analýze pole neutronového zdroje ve stendu jednat pouze o neutronovou aktivační analýzu, zkráceně NAA [21],[22].

### 4.2.1 Principy neutronové aktivační analýzy

Při ozařování detektoru neutrony dochází ke všem druhům jaderných reakcí na jádrech terče, jmenovitě jde o pružný rozptyl, nepružný rozptyl a záchyt. Tou nejpodstatnější reakcí pro NAA je však záchyt – dochází ke zvýšení hmotnosti jádra a současně se jádro excituje. Přebytké energie se jádro zbavuje dle druhu jaderné reakce, např.  $(n,p)$ ,  $(n,n)$ ,  $(n,\alpha)$ , nebo  $(n,\gamma)$ . Reakce, kdy je opět uvolněn neutron, je dále nepodstatná, protože se interagující částice vracejí do výchozího stavu, pouze s rozdílnou energetickou bilancí. Při porovnání účinných průřezů zbylých reakcí vyplývá, že nejvyšší účinný průřez má reakce  $(n,\gamma)$ , a to v celém energetickém spektru, takže poskytuje dostatečné výtěžky nového izotopu, i když nejvyšší je pro oblast tepelných neutronů. Nadále je tedy třeba soustředit se na reakci  $(n,\gamma)$ , jež se označuje jako radiační záchyt. Při radiačním záchytu vzniká nové jádro, jenž je jádrem téhož prvku, avšak počet neutronů v jádře se o jeden zvýší a současně je vyzářeno promptní gama kvantum [1],[18],[21].

Průběh reakce popisuje následující rovnice:



Neutronovou aktivační analýzu lze s radiačním záchytem využít pouze tehdy, pokud vznikne jádro, které není stabilní, ale podléhá radioaktivní přeměně. Z této podmínky vyplývá, že je nutné volit pouze vhodné izotopy pro výrobu aktivačních detektorů. Nově vzniklá nestabilní jádra se přeměňují hlavně  $\alpha$  a  $\beta^-$  rozpadem za současné emise dalšího kvanta gama záření označovaného jako zpožděné. Právě díky detekci a měření energie těchto zpožděných fotonů lze v důsledku určit, jakým neutronovým tokem byl aktivační detektor ze známého izotopu aktivován. Metoda detekce a analýzy spektra gama záření se nazývá gama spektrometrie a její problematika je s aktivační analýzou úzce spjata [1],[18],[21].

Výhodou neutronové aktivační analýzy s radiačním záchytem je, že prakticky každý stabilní izotop lze aktivovat. Detektor může být v kapalném i pevném skupenství, vložený v obalu, kterým snadno pronikají neutrony, nebo bez obalu. Díky necitlivosti detektorů na gama záření, ultrafialové i viditelné záření, malé hmotnosti a objemu, dostupnosti a odolnosti vůči mechanickým vlivům je umožněno provádět měření i ve značně ztížených podmínkách. Detektory mohou díky průběhu jejich účinných průřezů pokrýt celé energetické spektrum. Po ozaření není nutná zvláštní péče, znečištění není problémem. Detektory jsou vhodné pro široké spektrum absorbovaných dávek. [1],[21].

Negativem metody je vznik aktivních izotopů, které nelze posléze chemicky separovat, protože se jedná o stejné prvky. Tuto nevýhodu lze částečně eliminovat volbou aktivačního detektoru

s ohledem na jeho poločas přeměny, do kterého ale musí být zohledněn i požadavek na krátkou dobu ozařování. V případě aktivace jinými reakcemi vznikají povětšinou izotopy jiných prvků, a ty je možno z terče chemicky separovat. Zde se však dostavuje nevýhoda v podobě nízkého účinného průřezu těchto reakcí. Další nevýhodou NAA je nemožnost provádět účinné měření při proměnném neutronovém toku a fakt, že ne vždy je dostatečně přesně znám průběh účinných průřezů. [21],[22].

Volba konkrétního aktivačního detektoru je složitým procesem, ve kterém je nutno pečlivě zvážit mnoho nejen již uvedených aspektů. Výběr se vždy přizpůsobuje konkrétní situaci a podmínkám pracoviště. Čistě z pohledu měření by měl mít ideální detektor jednoduché chemické a izotopické složení, nejlépe čistý prvek, co nejvyšší účinný průřez pro radiační záchyt a naopak co nejnižší účinný průřez pro reakce ostatní. Vznikající radionuklid by měl být pomocí gama spektroskopie snadno měřitelný, ideálně s co nejnižším počtem co nejsilnějších gama linek. Poločas přeměny radionuklidu by měl být co nejdělsí, aby umožňoval změření v přiměřené době po skončení ozařování, zároveň však co nejkratší, aby bylo dosaženo co nejvyšší aktivity a tím pádem rychlého a přesného změření. Gama spektrum radionuklidu by navíc nemělo být zkresleno produkty sekundárních reakcí [1],[21].

Protože bylo uvedeno, že detektory lze použít v celém energetickém spektru neutronů, je třeba upřesnit, že se to týká souhrnu různých aktivovatelných izotopů, tzn. že pro pokrytí celého spektra je vhodné kombinovat více aktivačních detektorů podle jejich citlivostí v dané oblasti. I přesto se ale nemusí vždy podařit s uspokojivou přesností pokrýt některé úzké energetické oblasti, protože je nutné brát v úvahu i poločasy přeměny dceřiných izotopů kvůli technické proveditelnosti měření z hlediska času a cenu a dostupnost aktivačního detektoru, jež nemusí být při požadavcích na izotopickou čistotu a s tím spojeným používáním drahých kovů nízké. Mezi běžně používané prvky se řadí např. zlato, měď, indium, kobalt, mangan. Přehled použití některých aktivačních detektorů pro oblasti energetického spektra [1],[21].

- a) Tepelné (< 0,5 eV) –  $^{115}\text{In}$ ,  $^{55}\text{Mn}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{197}\text{Au}$
- b) Rezonanční (0,5 eV – 0,1 MeV) –  $^{65}\text{Cu}$ ,  $^{23}\text{Na}$
- c) Rychlé (> 0,1 MeV) –  $^{234}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$

#### 4.2.2 Reakční rychlost

Celý proces neutronové aktivační analýzy se skládá z dílčích kroků, z nichž u prvních tří je nutné pro provádění dalších výpočtů znát jejich dobu trvání:

- 1) Aktivace detektoru zkoumaným neutronovým polem  
Tento krok je charakterizován dobou aktivace  $t_a$  (s).
- 2) Odebrání detektoru z pole a přemístění do aparatury gama spektrometru  
Tento krok je charakterizován dobou vymírání  $t_v$  (s).
- 3) Měření gama spektra aktivovaného detektoru  
Tento krok je charakterizován reálnou, celkovou dobou trvání měření  $t_{real}$  (s) a skutečnou dobou, kdy gama spektrometr registruje dopadající fotony  $t_{live}$  (s). Tato časová hodnota se získá odečtením mrtvé doby detektoru  $t_d$  (s) od celkové doby trvání:

$$t_{live} = t_{real} - t_d \quad (s) \quad (4.5)$$

- 4) Zpracování naměřeného spektra a vyhodnocení

Problematika určení neutronového toku vychází ze základní rovnice pro tzv. absolutní metodu aktivační analýzy:

$$N_0 \cdot \phi \cdot \sigma_a = A_{ind} = P \text{ (Bq)} \quad (4.6)$$

kde  $N_0$  (-) je počet jader aktivačního detektoru v terči,  $\phi$  ( $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ) je celková hustota neutronového toku,  $\sigma_a$  ( $\text{m}^2$ ) je mikroskopický účinný průřez aktivace,  $A_{ind}$  (Bq) je tzv. indukovaná aktivita a  $P$  ( $\text{s}^{-1}$ ) je produkční rychlost [21],[22].

Uvedená rovnice vyjadřuje, jaké indukované aktivity  $A_{ind}$  dosáhne terč v neutronovém poli o celkové hustotě toku neutronů  $\phi$  při účinném průřezu radiačního záchytu  $\sigma_a$ . Indukovaná aktivita také číselně vyjadřuje počet vznikajících jader nového radionuklidu za sekundu, proto se též označuje jako produkční rychlost  $P$  ( $\text{s}^{-1}$ ). Rovnice je platná pro monoenergetické neutronové pole a platí pouze v idealizovaném případě, kdy by nedocházelo k úbytku jader produktu reakce vlivem radioaktivní přeměny. V ideálním případě by při zanedbání úbytku terčových jader počet jader nového radionuklidu lineárně rostl a celkový výtěžek reakce by byl pouze funkcí doby ozařování [21],[22].

Ve skutečnosti k úbytku nových jader radionuklidu dochází a tento proces je třeba do výpočtu zahrnout. Celková bilance počtu jader vznikajícího radionuklidu je tedy dána vztahem:

$$\frac{dN(t)}{dt} = \left( \frac{dN(t)}{dt} \right)^+ + \left( \frac{dN(t)}{dt} \right)^- \quad (4.7)$$

kde první člen označuje celkovou změnu počtu jader, druhý člen vyjadřuje počet jader, která vznikají vlivem aktivace detektoru a třetí člen vyjadřuje úbytek jader díky jejich radioaktivní přeměně. V rovnici 4.6 byla navíc vypuštěna energetická závislost veličin, neboť byl předpokládán monoenergetický svazek neutronů. V reálné situaci jsou však neutronový tok a mikroskopický účinný průřez závislé na energii neutronů. Pro energeticky závislou celkovou hustotu neutronového toku se zavádí označení  $\phi$  ( $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{eV}^{-1}$ ). Proto platí [22],[23]:

$$\left( \frac{dN(t)}{dt} \right)^+ = N_0 \cdot \int_0^{\infty} \phi(E) \cdot \sigma(E) dE = P \quad (4.8)$$

$$\left( \frac{dN(t)}{dt} \right)^- = -\lambda \cdot N(t) \quad (4.9)$$

přičemž se integruje přes všechny energie neutronů přítomných v neutronovém poli a  $\lambda$  ( $\text{s}^{-1}$ ) označuje přeměnovou konstantu. Opětovným dosazením rovnic 4.8 a 4.9 do 4.7 získáme diferenciální rovnici prvního řádu ve tvaru:

$$\frac{dN(t)}{dt} = P - \lambda \cdot N(t) \quad (4.10)$$

jejímž řešením je výraz:

$$N(t) = \frac{P}{\lambda} - k_1 \cdot e^{-\lambda t} \quad (4.11)$$

Integrační konstanta  $k_1$  se určí z počáteční podmínky, kdy se předpokládá, že na začátku ozařování neobsahuje terč žádná jádra posléze vznikajícího radionuklidu, a tedy platí  $N(0) = 0$ :

$$k_1 = \frac{P}{\lambda} \quad (4.12)$$

Tím pádem přechází rovnice 4.11 na tvar:

$$N(t) = \frac{P}{\lambda} \cdot (1 - e^{-\lambda t}) \quad (4.13)$$

Počet jader lze jednoduchým vynásobením rovnice 4.13 přeměnovou konstantou  $\lambda$  a dosazením času aktivace  $t_a$  převést na aktivitu detektoru na konci ozařování:

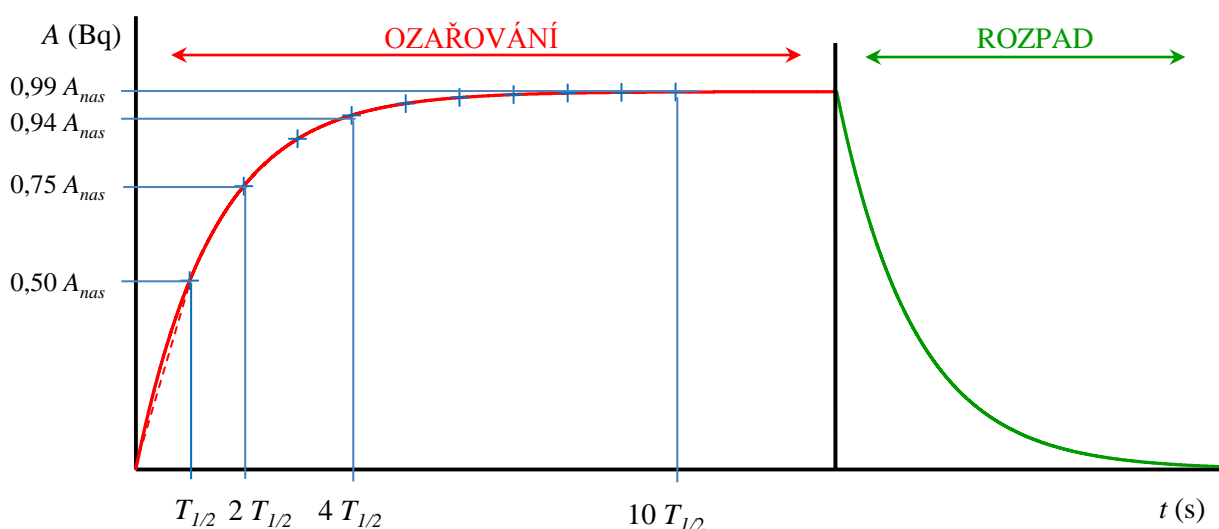
$$A(t_a) = P \cdot (1 - e^{-\lambda t_a}) \quad (\text{Bq}) \quad (4.14)$$

Výsledný vztah z rovnice 4.14 v závislosti na čase aktivace je graficky vyneseno na *Obr. 4-2* v části „ozařování“. Z jeho průběhu vyplývá, že pro čas ozařování delší jak deset poločasů přeměny již prakticky nedochází k nárůstu aktivity, aktivita dosahuje téměř maximální možné hodnoty, která je rovna velikosti již dříve definované produkční rychlosti  $P$  a označuje se jako nasycená aktivita  $A_{nas}$  (Bq). Při hodnotě této aktivity již počet nových jader nenarůstá, protože vznik jader je v rovnováze s jejich přeměnou [21],[22].

Z praktického hlediska nemá téměř význam aktivovat detektor déle než čtyři poločasy přeměny, neboť nárůst aktivity již není významný ve srovnání s množstvím uspořenému času. Doporučenou a v praxi používanou hodnotou jsou tři až čtyři poločasy přeměny, přičemž při délce čtyř poločasů přeměny se dosáhne až 93,75 % nasycené aktivity. Trojnásobek poločasu přeměny poskytne 87,50 % nasycené aktivity. Pokud se ozařuje do doby zhruba jednoho poločasu přeměny, lze nárůst aktivity považovat za lineární a závislý na čase, tak jak je naznačeno přerušovanou čarou na *Obr. 4-2*. Pro uvedené dva mezní případy lze tedy vztah 4.14 zjednodušit a psát [21],[22]:

$$\text{pro } t_a \gg T_{1/2} : A(t_a) = A_{nas} = P = N_0 \cdot \int_0^{\infty} \varphi(E) \cdot \sigma(E) dE \quad (\text{Bq}) \quad (4.15)$$

$$\text{pro } t_a \ll T_{1/2} : A(t_a) = \lambda \cdot t_a \cdot A_{nas} = \lambda \cdot t_a \cdot P = \lambda \cdot t_a \cdot N_0 \cdot \int_0^{\infty} \varphi(E) \cdot \sigma(E) dE \quad (\text{Bq}) \quad (4.16)$$



*Obr. 4-2: Nárůst aktivity vznikajícího radionuklidu dle doby ozařování, upraveno dle [21]*

Pokud nastane situace, kdy se aktivuje více detektorů naráz, jsou i poločasy přeměny jejich aktivovaných radionuklidů různé a je nutné pečlivě zvažovat délku ozařování. Delší doba

ozařování je potřebná pro nuklidy s vyšším poločasem přeměny, pro nuklidy s kratším poločasem přeměny postačí kratší doba, avšak dle krátce žijících radionuklidů je třeba řídit a omezovat dobu mezi ukončením aktivace a samotným měřením (dobu vymírání), aby nedošlo k přílišnému poklesu jejich aktivity, neboť po ukončení aktivace už dochází pouze k úbytku podle rovnice 4.9. Řešením této rovnice je pro případ vymírání vztah [21],[22]:

$$N(t) = k_2 \cdot e^{-\lambda t} \quad (4.17)$$

přičemž integrační konstantu  $k_2$  lze získat z počáteční podmínky plynoucí z průběhu ozařování – na začátku vymírání obsahuje radionuklid tolik jader, kolik jich vzniklo při aktivaci, tedy  $N(0) = N(t_a)$  a dále lze pro počet jader na konci vymírání, resp. na začátku měření, psát:

$$N(t_v) = N(t_a) \cdot e^{-\lambda t_v} = \frac{P}{\lambda} \cdot (1 - e^{-\lambda t_a}) \cdot e^{-\lambda t_v} \quad (-) \quad (4.18)$$

Po vynásobení 4.18 přeměnovou konstantou dojde k převodu na aktivitu na konci doby vymírání:

$$A(t_v) = A(t_a) \cdot e^{-\lambda t_v} = P \cdot (1 - e^{-\lambda t_a}) \cdot e^{-\lambda t_v} \quad (\text{Bq}) \quad (4.19)$$

Pokles aktivity je znázorněn v části „rozpad“ na Obr. 4-2. Stejným způsobem klesá aktivita po celou dobu načítání spektra na gama spektrometru  $t_{real}$ . Výsledná aktivita na konci měření je tedy:

$$A(t_{real}) = A(t_v) \cdot e^{-\lambda t_{real}} = P \cdot (1 - e^{-\lambda t_a}) \cdot e^{-\lambda t_v} \cdot e^{-\lambda t_{real}} \quad (\text{Bq}) \quad (4.20)$$

Vzhledem k tomu, že produkční rychlost závisí na mikroskopickém účinném průřezu aktivační reakce a na hustotě neutronového toku, jež jsou funkcemi energie neutronů, není možné hustotu toku přímo určit. Proto byla pro prvotní porovnání aktivačních měření zavedena veličina reakční rychlost  $R_R$  ( $s^{-1}$ ), jež charakterizuje odezvu konkrétního aktivačního detektoru jako celku v různých neutronových polích. Jedná se o produkční rychlost vztaženou na jedno terčové jádro:

$$R_R = \frac{P}{N_0} = \frac{A_{nas}}{N_0} = \int_0^{\infty} \varphi(E) \cdot \sigma(E) dE \quad (s^{-1}) \quad (4.21)$$

Jak je z rovnice 4.21 zřejmé, aby bylo možno reakční rychlost vypočítat, je třeba určit jak produkční rychlost, tak počet jader aktivačního detektoru na začátku ozařování. Produkční rychlost, neboli nasycenou aktivitu, lze získat měřením na gama spektrometru. Jeho výstupem je počet rozpadů během měření  $N_r$  (-), z něhož se dá pomocí výše odvozených vztahů rekonstruovat produkční rychlost a tedy i hledaná reakční rychlost [21],[23].

Pokud se jedná o čistý prvek, počet jader aktivačního detektoru při známé hmotnosti  $m$  (kg) se vypočte:

$$N_0 = \frac{m}{A_r} \cdot N_A \cdot p \quad (-) \quad (4.22)$$

přičemž  $A_r$  (-) je relativní atomová hmotnost prvku,  $N_A$  (-) je Avogadrova konstanta a  $p$  (-) je zastoupení izotopu podléhajícího aktivaci.

Nyní je třeba určit počet rozpadů z veličin naměřených na gama spektrometru a z příslušných tabulkových hodnot týkajících se konkrétního izotopu:

$$N_r = \frac{t_{real}}{t_{live}} \cdot \frac{S(E_\gamma)}{I(E_\gamma) \cdot \varepsilon(E_\gamma)} \quad (-) \quad (4.23)$$

kde  $S(E_\gamma)$  (-) je plocha pod peakem registrovaného  $\gamma$  záření,  $I_\gamma(E_\gamma)$  (-) je tabulková hodnota intenzity změřené  $\gamma$  linky a  $\varepsilon(E_\gamma)$  (-) je detekční účinnost pro fotony dané energie. Přechod od počtu rozpadů  $N_r$  k nasycené aktivitě  $A_{nas}$  vychází ze vztahu, kdy se počet rozpadů určí jako rozdíl počtu jader na začátku a na konci ozařování pomocí rozdílů aktivit na začátku a na konci ozařování podělených přeměnovou konstantou [23]:

$$N_r = N(t_v) - N(t_{real}) = \frac{A_{nas} \cdot (1 - e^{-\lambda t_a}) \cdot e^{-\lambda t_v} - A_{nas} \cdot (1 - e^{-\lambda t_a}) \cdot e^{-\lambda t_v} \cdot e^{-\lambda t_{real}}}{\lambda} \quad (-) \quad (4.24)$$

Úpravou rovnice 4.24 vznikne hledaný vztah pro nasycenou aktivitu:

$$A_{nas} = \frac{S(E_\gamma) \cdot \frac{t_{real}}{t_{live}}}{(1 - e^{-\lambda t_a}) \cdot e^{-\lambda t_v} \cdot (1 - e^{-\lambda t_{real}}) \cdot \varepsilon_{eff}(E_\gamma) \cdot I_\gamma(E_\gamma)} \quad (\text{Bq}) \quad (4.25)$$

Dosazením rovnice 4.25 do vztahu pro reakční rychlost 4.21 vznikne finální vzorec pro výpočet reakční rychlosti na základně měření na gama spektrometru:

$$R_R = \frac{S(E_\gamma) \cdot \frac{t_{real}}{t_{live}}}{N_0 \cdot (1 - e^{-\lambda t_a}) \cdot e^{-\lambda t_v} \cdot (1 - e^{-\lambda t_{real}}) \cdot \varepsilon(E_\gamma) \cdot I_\gamma(E_\gamma)} \quad (\text{s}^{-1}) \quad (4.26)$$

### 4.2.3 Spektrální indexy

Reakční rychlost popisuje neutronové pole jako celek a ze své definice (rovnice 4.21) neřeší energetické rozložení neutronů. Při vznesení požadavku na popis neutronového pole z hlediska energetického rozložení lze však i v těchto případech vyjít vstříc buď částečnou rekonstrukcí spektra pomocí více reakčních rychlostí, nebo výpočtem tzv. spektrálního indexu. Nejprve se rozdělí celková reakční rychlost na několik dílčích reakčních rychlostí, jež odpovídají částem neutronového spektra, v nejjednodušším případě na oblast tepelných neutronů  $R_{Rth}$  ( $\text{s}^{-1}$ ) a neutronů s vyšší energií  $R_{Rr}$  ( $\text{s}^{-1}$ ) – neutronů epitermálních a rychlých [19],[22]:

$$R_R = R_{Rth} + R_{Rr} = \int_0^{5kT} \varphi(E) \cdot \sigma(E) dE + \int_{5kT}^{\infty} \varphi(E) \cdot \sigma(E) dE \quad (\text{s}^{-1}) \quad (4.27)$$

Uvedená rovnice platí jen pro případ, kdy je použit stejný aktivační detektor, tedy jeden konkrétní průběh účinného průřezu pro všechna měření. Pouze tehdy lze provést základní a nejméně náročnou rekonstrukci spektra. V okamžiku, kdy by byly dílčí reakční rychlosti získány z různých detektorů, by výpočet z nich v uvedené podobě neměl ze zřejmých důvodů smysl. Pro výpočet spektrálních indexů může být použito různých detektorů, záleží pouze na definici indexu. Při respektování ideální situace ozářením stejných detektorů různými částmi spektra, jež se mohou i překrývat, bude postupným odečítáním překrývajících se hodnot a příslušným rozbořením rekonstruováno spektrum neutronů v intervalech daných prahovými hodnotami citlivosti detektorů nebo energiemi neutronového pole. Výsledek je opět v rozměru reakční rychlosti [22].

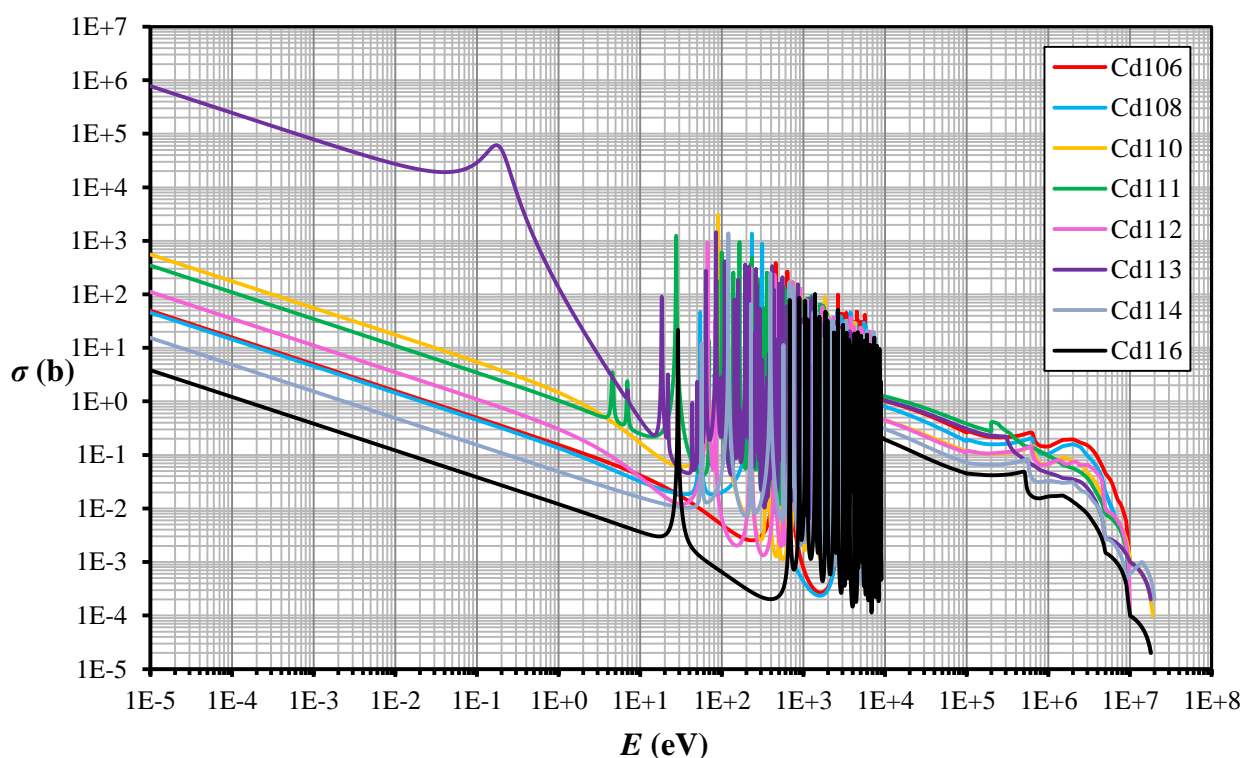
Praktickým příkladem výpočtu spektrálního indexu pomocí dílčí reakční rychlosti se stejným mikroskopickým účinným průřezem je využití vhodného pokrytí aktivačního detektoru. Pokrytí zajistí absorpci určité známé části neutronového spektra dle účinného průřezu a detektor je aktivován pouze neutrony, které přes pokrytí mohou projít. Nejpoužívanějším filtrem je obal vyrobený z kadmiového plechu, který zajistí pohlcení tepelné části spektra neutronů [19],[21].

Kadmium v přírodním izotopickém složení obsahuje izotopy  $^{106}\text{Cd}$ ,  $^{108}\text{Cd}$ ,  $^{110}\text{Cd}$ ,  $^{111}\text{Cd}$ ,  $^{112}\text{Cd}$ ,  $^{113}\text{Cd}$ ,  $^{114}\text{Cd}$  a  $^{116}\text{Cd}$ . Jejich přesné zastoupení je uvedeno v následující tabulce:

Tab. 4-1: Izotopické složení přírodního kadmia [24]

izotop	$^{106}\text{Cd}$	$^{108}\text{Cd}$	$^{110}\text{Cd}$	$^{111}\text{Cd}$	$^{112}\text{Cd}$	$^{113}\text{Cd}$	$^{114}\text{Cd}$	$^{116}\text{Cd}$
zastoupení (%)	1,25	0,89	12,49	12,80	24,13	12,22	28,73	7,49

Všechny izotopy kadmia jsou charakteristické svým průběhem mikroskopického účinného průřezu pro radiační záchyt, zvláštní pozornosti si však žádá  $^{113}\text{Cd}$ . Účinné průřezy jsou vyneseny v grafu na Obr. 4-3 (databáze JEFF 3.2, [6]). Oproti zbylým izotopům má  $^{113}\text{Cd}$  značně vyšší účinný průřez až kolem  $10^5$  barn v oblasti energií do 0,1 eV, přičemž rozdíl je nejméně v řádech tisíců. Od hodnoty přibližně 0,2 eV nastává prudký pokles z lokálního maxima až na hodnoty srovnatelné se zbylými izotopy, jenž se pohybují v řádech maximálně desítek barnů. Důsledkem použití kadmiového filtru je spolehlivá absorpce tepelné části spektra a propuštění drtivé většiny neutronů s vyšší energií. Pokles účinného průřezu kadmia se někdy označuje jako tzv. kadmiová hrana, podle které je často definována hranice oblasti tepelných neutronů na 0,5 eV, neboť zhruba při této hodnotě poklesne účinný průřez na hodnotu před lokálním extrémem [19],[22].



Obr. 4-3: Mikroskopické účinné průřezy izotopů kadmia, upraveno dle [6]

Naměření reakční rychlosti detektorem s kadmiovým pokrytím a bez kadmiového pokrytí lze transformovat v nejjednodušší spektrální index, jímž je tzv. kadmiový poměr  $r_{Cd}$  (-). Kadmiový poměr vyjadřuje poměr odezvy detektoru bez pokrytí  $R_R$  ( $s^{-1}$ ) vůči odezvě detektoru s pokrytím  $R_R^{Cd}$  ( $s^{-1}$ ), tedy poměr celkového neutronového toku vůči neutronovému toku zpomalovaných neutronů. Vztah pro výpočet kadmiového poměru je uveden v 4.28 Z definice vyplývá, že s klesajícím počtem rychlých neutronů ve spektru kadmiový poměr roste a v ideálně zmoderovaném prostředí se blíží nekonečnu [19],[22].

$$r_{Cd} = \frac{R_R}{R_R^{Cd}} \quad (-) \quad (4.28)$$

Zástupcem spektrálních indexů získaných z měření na různých aktivačních detektorech je spektrální index  $r_f$  (-), který se získá podílem reakčních rychlostí pro radiační záchyt  $R_R^{(n,\gamma)}$  a štěpení  $R_R^{(n,f)}$ , přičemž aktivační detektory jsou zvoleny tak, aby radiační záchyt reflektoval vliv tepelných neutronů a terč pro štěpení vliv rychlých neutronů. Vztah pro výpočet spektrálního poměru  $r_f$  je uveden v 4.29 [22].

$$r_f = \frac{R_R^{(n,\gamma)}}{R_R^{(n,f)}} \quad (-) \quad (4.29)$$

V praxi se proces rekonstrukce neutronového spektra provádí měřením s desítkami různých aktivačních detektorů a následným počítačovým zpracováním naměřených dat s ohledem na průběh účinných průřezů použitých detektorů. I tak se jedná o velmi náročnou úlohu, k jejímuž řešení je na počátku nutné stanovit alespoň odhad tvaru spektra. Další výpočty probíhají postupnou iterací na základě fitování průběhů získaných z měření [22].

### 4.3 Výpočet

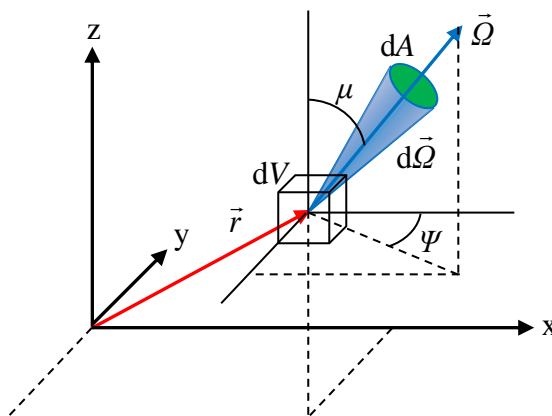
Chování neutronu po dobu jeho života, resp. přítomnosti ve sledované geometrii (v případě analyzovaného problému by to byl celý stěd i blízké okolí) popisuje tzv. Boltzmannova transportní rovnice. Reflektuje jednotlivé fáze života neutronu od vzniku přes moderaci a difúzi až po zánik/únik z geometrie a dává je do souvislosti se změnou celkové neutronové bilance ve sledované geometrii [25],[26],[27].

Pro uspokojivé zavedení každého dílčího děje do vzájemných souvislostí je nutné nejprve definovat základní veličiny, prostor a jejich závislosti. Na Obr. 4-4 je znázorněna část prostoru v pravotočivém kartézském souřadnicovém systému  $x,y,z$ . Poloha pohybujícího se neutronu je jednoznačně definována prostorovým vektorem  $\vec{r}(x, y, z)$ . Druhý vektor  $\vec{\Omega}(\psi, \mu)$  popisuje směr pohybu neutronu ve sférických souřadnicích a nazývá se směrový vektor. Každý neutron v soustavě je kromě uvedených dvou vektorů popsán ještě svou energií  $E$  (eV) a časem  $t$  (s) uplynulým od referenčního časového okamžiku. Klasický popis pohybu neutronu tedy sestává ze sedmi nezávislých proměnných [26],[28],[29].

Veličina reflektující všechny proměnné se nazývá diferenciální hustota neutronů  $n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$  s jednotkou  $m^{-3}sr^{-1}eV^{-1}$ . Vyjadřuje počet neutronů v bodě  $\vec{r}$  o souřadnicích  $x,y,z$  se směrem pohybu  $\vec{\Omega}$ , energií  $E$  v čase  $t$  vztažený na jednotkový objem, jednotkový prostorový úhel a jednotkový interval energie. Integrací diferenciální hustoty neutronů přes všechny možné směry pohybu se získá počet neutronů v daném bodě  $\vec{r}$  o energii  $E$  v čase  $t$  vztažený opět na jednotkový objem a jednotkový interval energie. Novou veličinou je hustota neutronů  $n(\vec{r}, E, t)$  s jednotkou

$\text{m}^{-3}\text{eV}^{-1}$ , která je v uvedeném případě jenom funkcí polohy, energie a času. Matematické vyjádření integrace je uvedeno v rovnici 4.30 [26],[28],[29]:

$$n(\vec{r}, E, t) = \int_{4\pi} n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) d\vec{\Omega} \quad (\text{m}^{-3}\text{eV}^{-1}) \quad (4.30)$$



Obr. 4-4: Definice prostorových veličin

Zavedením velikosti rychlosti neutronů do diferenciální hustoty neutronů se získá diferenciální hustota toku neutronů  $\phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$  o rozměru  $\text{m}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{eV}^{-1}\text{s}^{-1}$ . Velikost rychlosti neutronu je dána jeho energií  $E$  (J) a hmotností  $m$  (kg), jež se vypočte podle rovnice 4.31. Výsledný vztah pro diferenciální hustotu toku neutronů, někdy též označovanou jako diferenciální neutronový tok, je uveden v rovnici 4.32. Diferenciální hustota toku neutronů vyjadřuje počet neutronů v bodě  $\vec{r}$  o souřadnicích  $x, y, z$  se směrem pohybu  $\vec{\Omega}$ , energií  $E$  v čase  $t$  jež prochází jednotkovou plochou kolmou na směr vektoru  $\vec{\Omega}$  za jednotku času [26],[28],[29].

$$v(E) = \sqrt{\frac{2E}{m}} \quad (\text{m} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (4.31)$$

$$\phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = v(E) \cdot n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \quad (\text{m}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{eV}^{-1}\text{s}^{-1}) \quad (4.32)$$

Integrací diferenciální hustoty toku neutronů přes všechny směry se získá celková hustota toku neutronů  $\phi(\vec{r}, E, t)$  o rozměru  $\text{m}^{-2}\text{eV}^{-1}\text{s}^{-1}$ , jež je v daném bodě závislá pouze energeticky a časově. Pokud proběhne další integrování přes všechny energie, získá se opět celková hustota toku neutronů, avšak energeticky nezávislá. Z toho důvodu se označuje jako  $\phi(\vec{r}, t)$  o rozměru  $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Vyjádření je uvedeno v rovnici 4.33. V souladu s definicemi veličin uvedenými v této podkapitole bylo provedeno i odvození reakční rychlosti v podkapitole 4.2.2 [26],[28],[29].

$$\phi(\vec{r}, t) = \int_0^{\infty} \phi(\vec{r}, E, t) dE = \int_0^{\infty} \int_{4\pi} \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) d\vec{\Omega} dE \quad (\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}) \quad (4.33)$$

Transportní rovnice popisuje neutronovou bilanci v závislosti na základních sedmi proměnných nezávislých veličinách. Velmi často je vypouštěna časová závislost, neboť se jedná o řešení na čase nezávislých problémů, transportní rovnice pak přechází do své stacionární podoby o šesti

nezávislých proměnných. Jako Boltzmannova se označuje z důvodu své podobnosti a původu v poznacích použitých při popisu difúze molekul plynů, neboť i zde platí pravidlo, že neutrony se šíří z oblasti s vyšší hustotou do oblasti s nižší hustotou. Pro rovnici v uvedené podobě (4.34) platí dva předpoklady: Ve sledovaném prostoru musí být dostatečný počet neutronů a prostor musí být dostatečně rozlehlý bez přítomnosti silných absorpčních materiálů [27],[28],[29].

Základní úvahou, ze které rovnice vychází, je zákon rovnováhy, který říká, že přírůstek počtu neutronů je roven počtu vznikajících neutronů sníženému o počet neutronů, které ze sledovaného prostředí unikly, nebo v něm byly absorbovány. Diferenciální hustota neutronů a diferenciální hustota toku neutronů byly v předchozích odstavcích odvozeny z důvodu, že je transportní rovnice ve svých jednotlivých členech obsahuje. Pro homogenní izotropní prostředí se složením neproměnným v čase a bez uvažování emise zpožděných neutronů se uvádí transportní rovnice v následujícím integrálně-diferenciálním tvaru [26],[28],[29]:

$$\frac{\partial n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)}{\partial t} = -\vec{\Omega} \cdot \text{grad} \varphi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) - \Sigma_t(E) \cdot \varphi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) + \int_0^\infty \int_{4\pi} W(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, E' \rightarrow E) \cdot \varphi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t) dE' d\vec{\Omega}' + S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \quad (\text{m}^{-3} \text{sr}^{-1} \text{eV}^{-1} \text{s}^{-1}) \quad (4.34)$$

Jednotlivé členy rovnice jsou vždy funkcemi polohového vektoru sledovaného bodu, času, směru pohybu a energie neutronu. Na levé straně rovnice je celková bilance, tedy časová změna diferenciální hustoty neutronů, jež má význam rychlosti změny diferenciální hustoty neutronů. Pravá strana popisuje vznik a ztráty neutronů a tvoří ji čtyři členy, z nichž první je únik neutronů ze soustavy, druhý je absorpce v soustavě, třetí je interakce neutronů a poslední, čtvrtý člen reprezentuje vnik neutronů vnějším zásahem [26],[28],[29].

První člen, neboli únik neutronů ze soustavy, stanovuje počet neutronů v bodě  $\vec{r}$  se směrem pohybu  $\vec{\Omega}$ , energií  $E$  v čase  $t$ , které uniknou na jednotkový objem, jednotkový prostorový úhel a jednotkovou energii za jednotku času, jedná se tedy o rychlost úbytku [26],[28],[29].

Druhý člen je vyjádřením interakce neutronů v bodě  $\vec{r}$  se směrem pohybu  $\vec{\Omega}$ , energií  $E$  v čase  $t$  s prostředím a popisuje rychlost zániku neutronů v důsledku jaderných reakcí s prostředím na jednotkový objem, jednotkový prostorový úhel a jednotkovou energii za jednotku času, opět jde tedy o rychlost úbytku [26],[28],[29].

Třetí člen vyjadřuje celkový přírůstek rychlosti změny diferenciální hustoty neutronů vlivem interakce s prostředím, tzn. nárůst počtu neutronů vlivem všech jaderných reakcí, nejčastěji jde o štěpení. Označuje počet vznikajících sekundárních neutronů v bodě  $\vec{r}$  se směrem pohybu  $\vec{\Omega}$ , energií  $E$  v čase  $t$  vlivem interakce primárního neutronu o energii  $E'$  a směru pohybu  $\vec{\Omega}'$  v tomtéž bodě a čase na jednotkový objem, jednotkový prostorový úhel, jednotkovou energii a jednotku času. Funkce  $W$  použitá v transportní rovnici shrnuje přírůstky od různých typů reakcí s rozdílnými účinnými průřezy a různými výtěžnostmi sekundárních neutronů na jednu interakci a lze ji stanovit dle následujícího vztahu [26],[28],[29]:

$$W(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, E' \rightarrow E) = \sum_i \Sigma_i \nu_i f_i (\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, E' \rightarrow E) \quad (\text{m}^{-1}) \quad (4.35)$$

kde  $\Sigma_i$  ( $\text{m}^{-1}$ ) je makroskopický účinný průřez  $i$ -té reakce,  $v_i$  (-) je průměrný výtěžek sekundárních neutronů z interakce jednoho primárního neutronu pro  $i$ -tý typ reakce a  $f_i$  (-) je úhlová rozdělovací funkce, která udává pravděpodobnost vzniku sekundárního neutronu s pohybem ve směru  $\vec{\Omega}$  s energií  $E$  po  $i$ -tém typu reakce primárního neutronu pohybujícího se ve směru  $\vec{\Omega}'$  a s energií  $E$  [26],[28],[29].

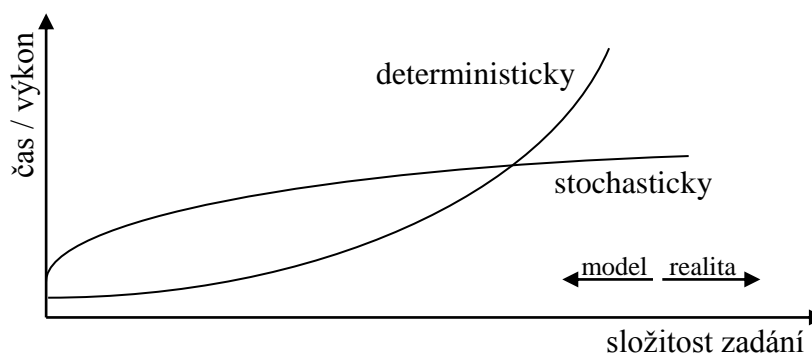
Poslední člen  $S$  vyjadřuje příspěvek externího zdroje neutronů k celkové rychlosti změny diferenciální hustoty neutronů a má přímo její rozměr, tedy  $\text{m}^{-3}\text{sr}^{-1}\text{eV}^{-1}\text{s}^{-1}$  [26],[28],[29].

Složitost transportní rovnice umožňuje přímé analytické řešení pouze ve značně zjednodušených, speciálních případech. Řešení trojrozměrného problému, navíc s nezanedbatelnou energetickou závislostí veličin, vyžaduje jiný přístup a jiné metody výpočtu. Existují dva základní, principiálně odlišné přístupy, z nichž jeden se nazývá deterministický a druhý stochastický. Pro oba přístupy souhrnně platí, že jejich spolehlivost a přesnost výsledků je dána přesností definice problému, tzn. mírou zjednodušení modelu reálné situace, ať už se jedná o vytvoření geometrie, definice zdroje nebo materiálových vlastností prostředí. Zjednodušení a zanedbávání souvislostí musí být velmi pečlivě zvažováno a mělo by probíhat konzervativním způsobem tak, aby se zanedbání projevilo spíše ve zhoršení očekávaného výsledku a reálná situace byla nakonec přívětivější. Tento přístup jde ruku v ruce s jadernou bezpečností, která se ke všem výpočtům bez diskuzí váže a často je důvodem, proč se výpočty provádí. [26],[28],[29].

### 4.3.1 Deterministický způsob

Deterministické metody řešení transportní rovnice jsou založeny na jejím částečném zjednodušení na základě přijetí omezujících podmínek a nikoli analytickém, ale numerickém výpočtu. Na rozdíl od stochastických metod není deterministický způsob pro jednodušší zadání tak náročný na výpočetní výkon, což je i důvod, proč je tento způsob vývojově starší. Se složitostí systému však geometrickou řadou narůstá počet rovnic v soustavě. V určitém bodě tak dojde ke stavu, kdy se vyplatí přistupovat k řešení problému stochastickým způsobem. Porovnání obou metod z hlediska nároků na výpočetní výkon, resp. výpočetní čas ve vztahu k náročnosti problému je uvedeno na Obr. 4-5 [25],[26],[28].

Na první pohled by se mohlo zdát, že jsou deterministické metody již zastaralé, ale je nutno podotknout, že díky svým relativně zvládnutelným požadavkům při dostatečné míře zjednodušení jsou stále jedinou možností, jak opakovaně provádět základní výpočty komplexních sestav, jako jsou aktivní zóny reaktorů. Pokud je výpočet proveden užitím deterministických metod, lze počítat s jeho vysokou přesností [25],[26],[28].



Obr. 4-5: Porovnání efektivity deterministické a stochastické metody

Deterministická neutronika hrála a stále hraje zásadní roli ve výpočtech aktivní zóny reaktorů, a proto se vývoj ve výpočtových metodách podřizoval této aplikaci. V prvopočátcích výpočtů se přistupovalo k řešení linearizované Boltzmannovy transportní rovnice, v průběhu doby došlo k přirozenému vývoji s nárůstem výpočetního výkonu a požadavkem na přesnější výsledky směrem ke zjednodušení závislostí veličin. Jeden ze základních přístupů spočívá v diskretizaci spojitého spektra – ať už se jedná o energetické závislosti účinných průřezů, energie neutronů, polohu nebo směr pohybu neutronů. Stále bude existovat sedm neznámých, ale výpočet bude prováděn jen v určitých diskretních hodnotách a výsledná hodnota bude posléze vztažena na spojitou oblast, pro niž bylo přijato zjednodušení [27],[28],[29].

Z pohledu směrové závislosti veličin se často přistupuje k jejímu úplnému zanedbání. Na tomto principu je založena difúzní teorie a difúzní rovnice, jež předpokládá, že rychlost neutronu je nezávislá na směru jeho pohybu. Zjednodušení je platné v prostředí, které je vzdálené od rozhraní, neutronových zdrojů a absorbátorů, tedy ideálně v homogenním nekonečném prostředí. Směrovou závislost lze taktéž diskretizovat rozdělením prostoru do několika základních reprezentativních směrů [27],[28],[29].

Obzvláště podstatnou oblastí zjednodušení jsou energetické závislosti veličin, a to hlavně účinných průřezů. Každý výpočetní program má definovaný svůj vlastní vstupní formát dat, společným pro všechny je však původní zdroj těchto dat, kterým jsou tzv. vyhodnocené jaderné knihovny. V knihovnách jsou ve formátu daným standardem tabelovány účinné průřezy v závislosti na energii, produkty reakcí nebo odchylky zpracovaných dat. V současné době existuje několik druhů knihoven, z nichž nejstarší je americká ENDF, která je dostupná již v několikáté verzi. Dále existují evropské knihovny JEFF, japonské JENDL a ruské BROND, nebo TENDL. Každá knihovna však většinou zahrnuje jen některé izotopy, při výpočtech je často nutné data kombinovat [27],[29],[30].

Původní knihovny nejsou pro výpočty vhodné, protože data jsou uvedena ve velmi přesném bodovém spektru, a tak se přistupuje ke zpracování do formy několika (jednotek, desítek, stovek, tisíců) energetických grup, někdy též označovaných jako biny. Pro tyto procesy slouží další výpočetní programy specializující se právě na tuto funkci dle zadaných požadavků. Počet grup je dán složitostí problémů. Pro jednoduché aplikace lze zvolit větší počet grup, ve složitější geometrii rozlišení klesá, aktivní zóna reaktorů jako celek se počítá v dvojgrupovém rozdělení, pro tepelné a pro rychlé neutrony [27],[29],[30].

Difúzní rovnice sdružuje obě dosud separátně popsaná zjednodušení do jednoho celku. Její relativní jednoduchost a přesto dostatečná přesnost ji předurčily k základním výpočtům v procesu návrhu jaderného reaktoru. Předpoklady tedy zahrnují stejnou energii všech neutronů před interakcí i po jakékoli interakci a absenci úhlové závislosti veličin za dodržení podmínek dostatečné vzdálenosti od krajů prostředí a zdrojů neutronů a dodržení absence silného absorbátoru v prostředí. Přenesením uvedených zjednodušujících předpokladů na transportní rovnici se získá difúzní rovnice ve tvaru [27],[29],[31]:

$$\frac{dn}{dt} = \text{div}(D \cdot \text{grad } \phi(\vec{r}, t)) - \Sigma_a \phi(\vec{r}, t) + S(\vec{r}, t) \quad (\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}) \quad (4.36)$$

kde  $D$  ( $\text{m}^2\text{s}^{-1}$ ) je difúzní koeficient,  $\phi$  ( $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ) je hustota toku neutronů,  $\Sigma_a$  ( $\text{m}^{-1}$ ) je makroskopický účinný průřez pro absorpci a  $S$  ( $\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$ ) je rychlost přírůstku hustoty neutronů ze zdroje.

Z pohledu časových závislostí je nutné k problému přistupovat dle míry změn v čase. Rozlišuje se dlouhodobá, střednědobá a krátkodobá kinetika. V oblasti dlouhodobé kinetiky (dny, týdny) dochází ke změnám materiálového složení vlivem vyhořívání, záchytů a radioaktivní přeměny, a proto nelze tyto závislosti jednoduše zanedbat. Naopak v krátkodobé kinetice charakterizované časy v řádech sekund až minut tato zjednodušení přijmout lze. Při výpočtech jaderného reaktoru se řešené krátkodobé problémy týkají krátkých přechodových stavů a při současném zanedbání směrových závislostí se reaktor považuje za jeden bod. Odtud je odvozen název metody, jedná se o tzv. bodovou kinetiku a rovnici bodové kinetiky (4.37). Metoda kalkuluje pouze se zpožděnými neutrony a rozděluje je do šesti skupin, které popisuje šest diferenciálních rovnic. Střednědobá kinetika pokrývá časovou oblast mezi krátkodobou a dlouhodobou a při konkrétním pohledu na reaktor zahrnuje zejména změny koncentrace štěpných produktů, které mají velký účinný průřez pro absorpci termálních neutronů, což jsou hlavně  $^{135}\text{Xe}$  a  $^{149}\text{Sm}$ , a zásadně ovlivňují chování reaktoru [29],[31],[32].

Ve vztahu 4.37 je uvedena základní rovnice bodové kinetiky, kde  $k_{eff}$  (-) je multiplikační koeficient,  $\beta$  (-) je podíl zpožděných neutronů vznikajících na jeden vzniklý neutron při štěpení,  $l$  (s) je doba života jedné neutronové generace,  $\lambda_i$  ( $\text{s}^{-1}$ ) přeměnová konstanta  $i$ -té skupiny zpožděných neutronů a  $c_i$  ( $\text{m}^{-3}$ ) je koncentrace této skupiny. Pro koncentraci každé ze šesti skupin zpožděných neutronů pak platí diferenciální rovnice 4.38, kde  $\beta_i$  (-) je podíl dané skupiny zpožděných neutronů vznikajících na jeden neutron ze štěpení.

$$\frac{dn}{dt} = \frac{k_{eff}(1-\beta)-1}{l}n + \sum_{i=1}^{i=6} \lambda_i c_i \quad (\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}) \quad (4.37)$$

$$\frac{dc_i}{dt} = \frac{\beta_i k_{eff} n}{l} - \lambda_i c_i \quad (\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}) \quad (4.38)$$

K deterministickým metodám patří i různé matematické způsoby řešení již zjednodušených diferenciálních rovnic, z nichž nejpodstatnější jsou metody nodální a diferenční. Nodální metoda přistupuje k problému tak, že je prostředí problému proloženo imaginární mřížkou a výpočet probíhá pouze v uzlových bodech, odtud název nodální. Je charakterizována dobrým systémem algebraických rovnic a přesností. Metoda konečných diferencí nahrazuje v rovnicích parciální derivace diferencemi, což je výhodné zejména pro snadnou implementaci výpočetního algoritmu a následné sestavení výpočetního kódu. Nevýhodou je nemožnost výpočtu v hraničních bodech soustavy, neboť pro výpočet jednoho bodu je třeba znát hodnoty z bodů okolních. Taktéž není vhodná pro složitější geometrie, které nedokáže pravidelná síť pokrýt [27].

### 4.3.2 Stochastický způsob

Častěji se lze setkat s názvem metody Monte Carlo. Principem stochastických způsobů řešení je zcela odlišný přístup k výpočtu, který znamená rozdělení komplexního problému do mnoha opakovaných náhodných simulací, jejichž výsledky jsou zpracovány statisticky – odtud název podle města plného kasin a opakovaných hodů kostkofu při hře rulety. Princip náhodných simulací spočívá ve sledování života každé modelované částice v každém okamžiku jejího pohybu celou sledovanou geometrií a v generování jejího chování na základě materiálových vlastností prostředí. Po zániku či úniku částice je vygenerována nová. Tento proces se cyklicky opakuje za neustálého výpočtu průměru hledané veličiny z probíhající simulace. Jeden životní cyklus částice se nazývá „historie“. V souhrnu to znamená, že ihned od první historie je dostupná

hodnota hledané veličiny, která se však s přibývajícími historiemi neustále zpřesňuje a klesá její chyba. Pravděpodobnostní pojetí umožňuje respektovat i složité geometrie a docílit tak z hlediska modelu téměř dokonalé shody s reálným světem. Nevýhodou jsou obrovské nároky na výpočetní výkon a tím pádem i velká časová náročnost, nicméně z *Obr. 4-5* vyplývá, že pro složitější geometrie je Monte Carlo jediným efektivním nástrojem [27],[28].

Nejistota metody je dána statistickým zpracováním dat, tzn. že klesá se vzrůstajícím počtem provedených simulací. Pro veličinu vypočtenou metodikou aritmetického průměru dle vztahu 4.39, kde  $\bar{x}$  je aritmetický průměr všech hodnot datového souboru,  $x_i$  jsou hodnoty veličiny a  $N$  je celkový počet hodnot v datovém souboru, se nejistota vypočte jako směrodatná odchylka výběrových průměrů  $s_x$  podle vztahu 4.40. Z matematického pohledu je tedy velikost nejistoty nepřímo úměrná druhé odmocnině z celkového počtu provedených simulací. Praktickým důsledkem je enormní prodlužování výpočtu, pokud je požadována vyšší přesnost – při požadavku na snížení nejistoty na polovinu je potřeba provést celkem čtyřnásobek dosud započtených historií. Relativní hodnota odchylky se stanoví dle vztahu 4.41 [33],[34].

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad (4.39)$$

$$s_x = \sqrt{\frac{1}{(N-1)^2} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} \quad (4.40)$$

$$R = \frac{s_x}{\bar{x}} (-) \quad (4.41)$$

Do jedné historie neutronu se započítává kromě života jeho samého i život dalších neutronů, které vzniknou jadernými reakcemi vlivem interakcí původního neutronu. Analýza probíhá tak, že je neutron sledován a pokud dojde k rozptylu za vzniku fotonu, je foton uložen pro pozdější analýzu a pokračuje se ve sledování neutronu. Pokud dojde v následující interakci ke štěpení, tedy zániku původního neutronu, sleduje se neutron nově vzniklý, a pokud jich vznikne více, další neutrony se opět uloží pro pozdější sledování. Následně může neutron v další interakci např. radiačním záchytem zaniknout. Přejde se tedy k naposledy uložené částici a aplikuje se na ni stejný postup. Tímto způsobem se pokračuje do té doby, než se vyčerpají všechny uložené částice a historie původního neutronu se skutečně uzavře. Následně se ve zdroji vygeneruje úplně nová částice. Vzhledem k tomu, že jedna historie je dána vždy jednou částicí emitovanou zdrojem, všechny výsledky jsou normovány právě na tuto jednu částici a mají tak vlastně rozměr pravděpodobnosti, že zkoumaný jev nastane. Pouhým vynásobením četnosti emise zdroje lze získat absolutní hodnoty sledovaných veličin [33],[34].

Velmi důkladnou pozornost je nutné věnovat interpretaci výsledků z analýzy stochastickými metodami. Na první pohled se může zdát, že dosažení velmi malé nejistoty při výpočtu znamená přesný výsledek a přiblížení reálnému stavu. V určitých případech může být takový předpoklad pravdivý, avšak výsledek by se vždy měl posuzovat ve vztahu k preciznosti převedení reálného problému na vstupní model. Pokud dojde k tomu, že je model zjednodušen, čemuž se nelze prakticky nikdy vyhnout, nemůže být výsledek s malou nejistotou interpretován jako přesný. Do konfliktu se dostávají dva pojmy: preciznost vs. přesnost, z angličtiny „precision“ vs. „accuracy“, a při vytváření modelu je potřeba vždy brát v úvahu, aby byly vyvážené, neboť nemá smysl provádět dlouhý výpočet špatně vytvořeného modelu a nebo naopak věnovat detailně vytvořenému modelu nedostatečný výpočetní čas nebo výkon [34].

Konkrétním výpočtovým kódem spadajícím do skupiny stochastických nástrojů je MCNP (Monte Carlo N-Particle Code) [35]. Historii tohoto kódu lze vysledovat v 50. letech minulého století v Los Alamos National Laboratory ve Spojených státech amerických, kde vznikl jako soubor několika dílčích projektů za účelem výpočtu složitějších geometrií s různými typy částic v širokém horizontu energií. Od té doby byl několikrát aktualizován a rozšířen až na současnou verzi MCNP6 z r. 2013 [33].

Kód MCNP neumožňuje simulovat pouze neutrony, ale jedná se o univerzální multiaplikační nástroj, který zvládá práci i s dalšími typy částic, jako jsou fotony, elektrony, deuterony, tritony, alfa částice atd. Taktéž kromě základních transportních analýz týkajících se rozložení částic v prostoru (hustoty a hustoty toku částic) umožňuje simulovat výpočet multiplikačního koeficientu v geometrii se štěpným materiálem nebo stanovit energetickou depozici v látce, což umožňuje řešit i zadání z oblasti dozimetrie. Z původně čistě jaderně-fyzikálního nástroje se stal i nástroj s uplatněním v lékařské vědě, ať už kvůli již zmíněné dozimetrii, nebo rozvoji nukleární medicíny [35],[36].

Filozofií výpočtu pomocí MCNP je vytvoření vstupního textového souboru kompletně definujícího analyzovaný případ a následné zavedení tohoto souboru pomocí příkazové řádky do spustitelného souboru kódu. Výsledky nalezne uživatel v nově vytvořeném výstupním souboru, do kterého je v pravidelných definovaných intervalech zapisován průběh a aktuální hodnoty sledovaných veličin včetně doprovodných informací, které uživatel ve vstupním souboru zvolil. Uživatel také volí dobu výpočtu přímo pomocí vyhrazeného času nebo zadáním počtu požadovaných historií. Pokud ani jedno z toho neučiní, výpočet může probíhat po neomezeně dlouhou dobu [33],[37].

Primární způsob sestavování vstupního souboru je zamýšlen jako prosté vytváření příkazů v textovém editoru. Součástí balíku MCNP je ale také velmi užitečná grafická nadstavba nazývaná MCNPX Visual Editor, zkráceně Vised [38]. Tento doplněk slouží primárně ke kontrole složitých geometrií, neboť dokáže graficky interpretovat již vytvořený soubor pomocí uživatelem definovaných řezů v jakékoli rovině. Doplnkovými funkcemi jsou průvodce pro nejčastější základní činnosti a knihovny předdefinovaných materiálů, které uživateli umožňují sestavit kód plně přes Vised. Nejedná se bohužel o intuitivní průvodce, program očekává plnou informovanost uživatele a ovládnutí znalostí zadávaných parametrů i bez programu. Hlavní síla Visedu proto tkví v původním záměru, tedy grafické interpretaci kódu geometrie [34],[37].

Definování jednotlivých dílčích částí problému je vyřešeno rozkladem vstupního souboru taktéž na jednotlivé části, tzv. karty („cards“) které postupným plněním daty vedou uživatele ke kompletní definici. Zjednodušený a velmi strohý postup práce je zhruba následující [34],[36]:

1. vytvořit povrchy modelu pomocí jednoduchých rovin a makrobloků („surface card“)
2. poskládat z rovin jejich logickým slučováním buňky s odlišnými vlastnostmi („cell card“)
3. definovat použité materiály pomocí izotopického složení, hustoty a knihovny účinných průřezů dle zamýšlených výpočtů („data card“)
4. definovat vlastnosti buněk – materiál, důležitost pro průchod částic („cell card“)
5. vybrat výpočtový mód (neutrony, fotony, elektrony,...) („data card“)
6. definovat zdroj částic, které budou interagovat s modelem („source definition card“)
7. zvolit počítané veličiny („tally card“)
8. přizpůsobit model doplnkovými parametry

Prvotní činností je vytvoření geometrického modelu. V MCNP se k jakémukoli trojrozměrnému objektu přistupuje z pohledu povrchů, uživatel tedy musí všechny prvky vytvořit logickými operacemi z předem zadaných ploch. Syntaxe zadání povrchu v „surface card“ se skládá z unikátního identifikátoru, jímž je číslo, přičemž žádné dva povrchy nesmí mít číslo stejné, a typu povrchu zadaného příslušným příkazem a atributy zvoleného typu povrchu. V prvotních verzích MCNP byly dostupné povrchy tvarů nekonečné roviny (příkaz P), povrchu koule (příkaz S), nekonečně dlouhého válce (příkaz C/X, kde X je osa rovnoběžná s osou válce) a pláště kuželu (příkaz K/X), elipsoidy, hyperboloidy, paraboloidy (příkaz SQ). V pozdějších verzích přibýly tzv. makrobloky („macrobody“), které umožňují zadat trojrozměrný objekt konečné velikosti a kód si ho posléze sám rozloží na povrchy. Makrobloky zahrnují např. kvádr (příkaz BOX), kužel (příkaz TRC), válec (příkaz RCC) a elipsoid (příkaz ELL) konečných rozměrů a jsou významným zjednodušením celého procesu. V případě požadavku vytvoření krychle už totiž není nutné definovat šest nezávislých navzájem kolmých rovin, postačí pouze jeden makroblok tvaru kvádru (BOX). Všechny rozměry v MCNP se zadávají v centimetrech. Do libovolného místa zdrojového souboru je možno vložit komentář. Příkaz C na začátku řádku označí celý řádek jako komentář, příkaz \$ označí za komentář pouze text za tímto symbolem. Příklad zadání makrobloku tvaru válce se středem podstavy v [0;0;3] cm kartézské soustavy souřadnic o výšce 67,4 cm a poloměru 26 cm s názvem povrchu v komentáři [33],[34],[37]:

```
c      Maly sud
      11      RCC 0 0 1.3 0 0 67.4 26
```

Logické operace s povrchy zahrnují tři základní příkazy. Prvním je průnik „AND“ (mezera mezi identifikátory povrchu), sjednocení „OR“ (: mezi identifikátory) a doplněk „NOT“ (# před identifikátorem). Při sestavování objektů, tedy buněk v „cell card“, mohou mít identifikátory povrchů kladné, nebo záporné znaménko. Pokud se jedná o makroblok, záporné znaménko označuje oblast uvnitř makrobloku. V případě nekonečné roviny má kladné znaménko oblast v kladném směru osy, v případě povrchu nekonečného válce je to oblast vně, stejně jako u kulového povrchu nebo nekonečného kuželu. Dále se v syntaxi pro vytvoření buňky nachází její unikátní číselný identifikátor, číselný odkaz na druh materiálu, kterým je buňka naplněna, a hustota tohoto materiálu. Hustota má záporné znaménko, neboť je udávána v jednotkách hmotnosti, nikoli v hustotě atomů. Příklad vytvoření kvádru ze šesti nezávislých a navzájem kolmých rovin o identifikátorech s čísly jedna až šest, s číslem buňky 4 a naplnění materiálem č. 252 o hustotě 7,2 g/cm<sup>3</sup> [33],[34],[37]:

```
c      Vzorovy kvadr
      4      252      -7.2 (-1 2 -3 4 -5 6)
```

Definice materiálů se skládá z prefixu „m“, unikátního čísla, na nějž se v sekci „cell card“ odkazuje, izotopického složení a odkazu na knihovnu, kde se data účinných průřezů k zvolenému izotopu nachází. Konkrétní izotopy pro problémy s transportem neutronů jsou zadávány v tzv. ZAID formátu ZZAAA, kde Z reprezentuje protonové číslo a A nukleonové číslo. Pokud se jedná o přírodní směs izotopů, kterou je v určitých případech možné zadat i pro neutrony, syntaxe má formát ZZZ000. Problémy zahrnující pouze gama záření se zadávají vždy ve formátu ZZZ000. ZAID identifikátor je doplněn zkratkou knihovny, kterou uživatel disponuje a ve které se příslušná data nachází. Spolu s MCNP je distribuovaná knihovna ENDF/B-VII pro výpočet transportních problémů s neutrony a knihovna MCPLIB pro výpočty s fotony. V knihovně ENDF

jsou uloženy účinné průřezy pro teploty 293,6 K, 600 K, 900 K, 1200 K a 2500 K, přičemž nejčastěji požadovanou teplotou je 293,6 K, která má zkratku .70c. Fotonová knihovna MCPLIB v nejnovější verzi MCPLIB84 má zkratku .84p. Zadání sloučeniny prvků probíhá tak, že uživatel zapíše každý izotop ve sloučenině a k němu jeho podíl ve zkoumaném materiálu. Existují dvě možnosti, jak zastoupení definovat, buď jako hmotnostní podíl, který je označen znaménkem mínus před samotnou hodnotou, nebo podílem počtu atomů. Příklad definice přírodního olova pro stínění daný hmotnostním podílem [30],[34],[39]:

```
c      Olovene stineni
406   82204.70c      -0.013781
      82206.70c      -0.239557
      82207.70c      -0.220743
      82208.70c      -0.525919
```

Dalším stěžejním příkazem ve zdrojovém souboru je příkaz `MODE`, za nímž následuje zkratka částice, pro kterou je simulace prováděna. V případě neutronu je to `N`, pro fotony `P`, pro elektrony `E` atd. S tímto příkazem souvisí i další příkaz `IMP`, za nímž následují důležitosti buněk pro zvolené částice v číselném formátu v takovém pořadí, v jakém byly definovány buňky. Je nezbytné, aby bylo okolí dané geometrie ve vhodné vzdálenosti definováno jako vakuum a byla mu přiřazena nulová důležitost. U částic, které překonají rozhraní do „prázdného“ prostoru, se ukončí sledování, protože jejich další vliv je zanedbatelný z důvodu malé pravděpodobnosti návratu do sledované geometrie. Výpočet se tím značně zefektivní [33],[37].

Nejkomplikovanější částí při sestavování zdrojového souboru je popis zdroje záření. MCNP má téměř nekonečné možnosti a dokáže obsáhnout jakýkoli typ zdroje – bodový, nebodový, všesměrový, se směrově závislou vyzařovací funkcí, monoenergetický, se spektrem daným histogramem či bodově a spousty dalších. Data specifikující zdroj se uvozují příkazem `SDEF`. Následuje definice typu emitované částice za příkazem `PAR`, kde `=1` je neutron, `=2` foton nebo elektron při `=3`. Mnoho z doplňujících veličin se zadává jako funkce pravděpodobnosti nebo jako funkce jiné veličiny. Pokud je třeba takovou veličinu definovat, jako hodnota se uvede proměnná `dx` či `fx`, kde `x` je pořadové číslo proměnné. Na dalších řádcích se na proměnnou odkáže příkazem `six` (source information), jenž má stejné číslo jako proměnná a definuje hodnoty veličin, a příkazem `spx` (source probability), který definuje jejich pravděpodobnost. V každém případě je vždy vhodné pracovat s manuálem, v němž lze nalézt instrukce k různým typům zdrojů, a který uživateli pomůže sestavit kód, který jeho zdroj správně popíše [33],[37].

Stěžejní částí vstupního souboru jsou bezesporu data definující, jaké veličiny bude kód vyhodnocovat. V řeči MCNP se jedná o tzv. tallies. Sestavení příkazu sestává z označení druhu tally `Fx`, kde `x` je konkrétní číslo dle zvolené tally, za dvojtečkou následuje typ částice, pro kterou se výpočet provádí a číslo buňky, kde se výpočet provádí. Samotná tally může být doplněna na dalších řádcích informacemi specifikujícími výpočet, nejobvyklejší je vložení energetického rozdělení. Energie v MCNP jsou vždy zadávány v jednotkách MeV. Příklad definice tally `F2`, což je průměrná hustota toku neutronů zvoleným povrchem buňky č. 15 pouze pro neutrony s čtyřmi energetickými biny, do kterých budou výsledky rozřazeny [33],[37]:

```
F2:n 15
E0 1.00000E-10 5.00000E-5 1.00000E-1 6.00000E+0
```

Doplňující informace specifikující průběh výpočtu jsou zejména požadavky na informace tištěné do výstupního souboru, které se zadávají pomocí příkazu `PRINT` a následně čísla uvádějícího konkrétní data dle manuálu. Délka výpočtu se omezuje příkazem `CTME` a délkou v minutách, nebo příkazem `NPS` a číslem limitujícím počet analyzovaných historií. Četnost výpisu do výstupního souboru a interního datového souboru a další parametry obou souborů se nastavují příkazem `PRDMP` a příslušným parametrem [33],[37].

Po úspěšném spuštění výpočtu se za dobu definovanou v příkazu `PRDMP` objeví ve výstupním souboru první záznam shrnující výpočet. Kromě kopie vstupního souboru a z něho odvozených informací a varování je možno zaměřit se na první výsledky. Soubor obsahuje konkrétní hodnoty ke každé definované tally i s jejich nejistotami a dále nabízí doprovodné veličiny, které MCNP počítá za účelem stanovení hodnověrnosti výsledku. Sledování těchto veličin má smysl především při probíhajícím výpočtu, neboť právě jejich změny mohou indikovat buď chybu v modelu, nebo správně konvergující výpočet. Také mohou napovědět, kdy lze výpočet ukončit. MCNP průběh veličin vyhodnocuje, vypisuje a uživateli sděluje výsledky deseti statistických testů na spolehlivost výsledků [34],[37].

V rovnici 4.39 bylo naznačeno, jakým způsobem probíhá určení výsledné hodnoty stochastickými metodami a že se vlastně jedná o aritmetický průměr ze souboru mnoha simulací. První test sleduje, jak se vypočtená hodnota průměru chová v průběhu výpočtu, zda je vývoj náhodný a dochází k oscilaci, nebo má tendenci setrvale klesat, či růst. Pokud by hodnota vykazovala trvalý trend změny, nelze považovat vypočtenou hodnotu za dostatečně přesnou, neboť správně by měl být pohyb výsledku náhodný [33],[34].

Další sledovanou oblastí je relativní nejistota veličiny. V souladu s rovnicí 4.40 by měla její hodnota setrvale klesat s narůstajícím počtem historií a rychlost poklesu by měla být úměrná druhé odmocnině z počtu historií. Dále se sleduje, zda má relativní nejistota hodnotu menší než 10 %, aby mohla být hodnota výsledku považována za reprezentativní. Pokud by tyto tři podmínky nebyly dodrženy, s velkou pravděpodobností dochází v geometrii ke ztrátě neutronů vlivem špatně definovaných buněk, nebo k jiné závažné chybě. Dodatečné informace o ztrátě neutronů lze ve výstupním souboru vždy najít ve formě varování o ztrátě konkrétního neutronu s detailním popisem události, což napomůže odhalení konkrétního místa vzniku chyby a jeho možné opravě [33],[35].

Třetí oblastí, ve které jsou prováděny interní statistické testy, je „figure of merit“ (FOM), volně přeloženo do češtiny jako efektivita či účinnost výpočtu. Tato veličina označovaná jako  $FOM$  ( $\text{min}^{-1}$ ) dává do souvislosti relativní nejistotu výsledku  $R$  (-) a čas spotřebovaný výpočtem  $T$  (min) podle vztahu 4.42:

$$FOM = \frac{1}{R^2 T} \quad (\text{min}^{-1}) \quad (4.42)$$

Uvažováním nad vztahem vyplývá, že při poklesu relativní nejistoty úměrnému odmocnině ze započtených historií, jež jsou zase přímo úměrné výpočetnímu času, který ve jmenovateli narůstá, musí být  $FOM$  konstantní. To je také jeden z požadavků statistického testu. V souladu s oscilací průměru se musí  $FOM$  navíc náhodně vychylovat oběma směry, tedy zmenšovat a zvětšovat. Efektivita také umožňuje vzájemně porovnat dva různé výpočty nebo zhodnotit vliv úpravy geometrie, protože její velikost určuje rychlost výpočtu. Čím větší  $FOM$  je, tím rychleji výpočet probíhá při zachování stejné nejistoty [33],[35].

Čtvrtou oblastí statistických testů je rozbor „variance of the variance“ (VOV) neboli volně přeloženo rozptylu z rozptylu. Tato veličina je ve stejném vztahu k hodnotě nejistoty, jako je druhá mocnina nejistoty k průměrné hodnotě výsledku, a hodnotí přesnost výpočtu nejistoty. Překlad „rozptyl z rozptylu“ vychází z matematické definice, neboť druhá mocnina směrodatné odchylky  $s$  se nazývá jako rozptyl  $s^2$  a skutečně se tak jedná o výpočet rozptylu  $s^2(s_x^2)$  z rozptylu počítané veličiny  $s_x^2$ . Do statistického porovnání v MCNP vstupuje relativní hodnota s označením  $VOV (-)$ , která je definována jako poměr vůči rozptylu sledované veličiny [33],[34],[35]:

$$VOV = \frac{s^2(s_x^2)}{s_x^2} \quad (-) \quad (4.43)$$

Úpravou vzorce na původní veličiny obsažené v statistickém souboru dat ze simulace se získá:

$$VOV = \frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^4}{\left[ \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2 \right]^2} - \frac{1}{N} \quad (-) \quad (4.44)$$

Vzhledem k tomu, že ve vztahu 4.44 se vyskytuje čtvrtá mocnina, jakákoli větší fluktuace při výpočtu se projeví mnohem více než drobné oscilace.  $VOV$  je tedy mnohem citlivější na větší odchylky a citlivější než prostá relativní nejistota  $R$ , jež počítá pouze s druhou mocninou. Při statistickém testu jsou na  $VOV$  kladeny tyto požadavky: jde o setrvalý pokles, rychlost tohoto poklesu je nepřímě úměrná počtu historií, velikost  $VOV$  je menší než 0,1 [33],[34],[35].

Posledním statistickým testem je analýza funkce hustoty pravděpodobnosti. Předpokládá se, že každá historie částice přispěje do celkového výsledku tally hodnotou  $x_i$ . Pokud částice ve své historii oblasti tally nedosáhne, hodnota příspěvku je  $x_i = 0$ . Pokud naopak částice ovlivní tally bez předchozích interakcí, bude hodnota příspěvku vysoká. Pravděpodobnost, že jakákoli historie ovlivní tally příspěvkem o velikosti  $\langle x; x + dx \rangle$ , je určena jako  $p(x)dx$ , kde  $p(x)$  je funkcí hustoty pravděpodobnosti. MCNP v průběhu výpočtu tuto pravděpodobnostní funkci počítá [33],[35].

Dále se předpokládá, že při nekonečně mnoha historiích je zjištěná průměrná hodnota tally ve středu normálního rozdělení se směrodatnou odchylkou  $s$ . Otázkou tedy je, kdy se počet historií přiblíží k ideálnímu nekonečnému případu tak, aby se dalo normální rozdělení předpokládat. Existuje totiž riziko, že v simulaci dosud nebyly v dostatečné míře zahrnuty nebo dokonce dosud vůbec nenastaly historie, které přináší velký příspěvek, ale mají velmi malou četnost. V některých případech tedy může dojít k situaci, že je vypočtený výsledek zkreslený a podceněný. Této situaci má zabránit poslední statistický test sledující 200 historií s nejvyššími příspěvky za celou simulaci. Aby bylo prokázáno, že proběhlo dostatečné vzorkování, sleduje se strmost poklesu funkce hustoty pravděpodobnosti pro uvedených 200 historií. V případě, kdy skutečně dostatečný počet historií proběhl, bude tento pokles velmi strmý. MCNP provádí fitování poklesu funkcí a míru poklesu převádí na výslednou veličinu označovanou jako  $SLOPE$ . Pro věrohodný výsledek je třeba dosáhnout strmosti poklesu vyšší než 3, při nižších hodnotách je indikováno pokračování ve výpočtu [33],[34],[35].

Pokud projde výsledek tally všemi deseti statistickými testy úspěšně, existuje vysoká pravděpodobnost, že bylo dosaženo spolehlivého závěru. Rozhodně se však nejedná o pravidlo a vždy záleží na uživateli, jak získaný závěr interpretuje.

## 5 ANALÝZA NEUTRONOVÉHO POLE STENDU

Pro efektivní analýzu neutronového pole stendu „Svíčka“ byly zvoleny dvě základní metody ze všech možných popsanych v kapitole 4. Experimentální proměření bylo provedeno pomocí neutronové aktivační analýzy a výsledky byly porovnávány s hodnotami získanými z výpočtu kódem MCNP. Neutronová aktivační analýza navíc umožnila získání spektrálního indexu dodatečnou aplikací filtru na detektory. Model vytvořený pro simulaci transportu neutronů v MCNP mohl být s patřičnou úpravou použit pro simulaci záření gama.

Společným počátečním problémem pro oba přístupy je fakt, že jsou spolu úzce provázány. Model v MCNP musí odrážet reálný stav v co pokud možno nejvyšší míře, jeho vytvoření tedy musí následovat až po provedení reálného měření na stendu. Příprava obou větví experimentu však musela probíhat paralelně z důvodu časové náročnosti obou druhů analýzy. Prakticky tedy experiment probíhal tak, že v rámci iterování geometrie pro aktivační analýzu byl paralelně upravován a cizelován kód v souladu s aktuálními poznatky a překážkami, které se vyskytly. Model i geometrie pro měření byly nakonec připraveny zhruba ve stejný okamžik a následně se rozběhlo měření a k němu paralelně výpočet. Stále však existovalo riziko, že se při měření vyskytne problém a výpočet bude potřeba restartovat, čímž by byl dosud investovaný výpočetní čas bezcenný

### 5.1 Neutronová aktivační analýza

Do procesu neutronové aktivační analýzy spadají všechny kroky od samotné přípravy měření, tedy volby a nachystání detektorů, přes samotné ozařování ve stendu, měření ozářených vzorků na gama spektrometru až po zpracování naměřených dat ze všech šachet do konečných reprezentativních rychlostí reakce, které je možno přímo porovnávat s vypočtenými hodnotami z MCNP. Proces zahrnuje i určení spektrálních indexů ze získaných reakčních rychlostí.

#### 5.1.1 Volba aktivačních detektorů

V kapitole pojednávající o aktivační analýze byly uvedeny příklady aktivačních fólií běžně používaných k dekonvoluci neutronového toku. Tyto izotopy mají velmi vysoké účinné průřezy, proto stačí pouze tenká a rozměrově malá fólie na rychlou aktivaci a dosažení vysoké hodnoty nasycené aktivity, což vyústí v přijatelnou délku nabírání gama spektra. Toho se využívá hlavně v oblasti reaktorů, kde je neutronové pole silné, o několik řádů silnější, než může vytvořit laboratorní testovaný AmBe zdroj. I přes vysoký účinný průřez by taková fólie dosáhla pouze nízké hodnoty nasycené aktivity a nabírání gama spektra by trvalo enormně dlouho. Zvýšení počtu jader u fólií z india, zlata atd. nepřipadá v úvahu, protože cena za vysoce čisté aktivační fólie je příliš vysoká. Navíc pro analýzu celého stendu je navíc potřeba provést měření na několika desítkách místech, což potřebu materiálu ještě znásobí [40],[41].

Požadavkům plynoucím z uvedených podmínek nakonec vyhověl izotop lanthanu  $^{139}\text{La}$ , který se nachází v přírodním lanthanu v zastoupení 99,91119 % [24]. Lanthan lze zakoupit v podobě práškového oxidu lanthanitého  $\text{La}_2\text{O}_3$  za nepoměrně nižší cenu než zlato nebo indium při zisku dostatečné hmotnosti pro kompenzaci účinného průřezu pro radiační záchyt. Konkrétně byl pro účely aktivační analýzy zakoupen práškový oxid lanthanitý společnosti GoodFellow v množství 200 g. Maloobchodní cena v květnu 2017 se pohybovala kolem 125 £, což je hrubým odhadem minimálně desetkrát méně, než by ve stejnou dobu stály zlaté fólie o tloušťce 0,1 mm a průměru 15 mm. Účinný průřez lanthanu je uveden na Obr. 5-2 [40][41][42].

Měření reakční rychlosti aktivačními detektory  $\text{La}_2\text{O}_3$  je potřeba doplnit dalším měřením s jiným detektorem, aby mohlo být alespoň v základním přiblížení popsáno energetické spektrum. Toho lze jednoduše dosáhnout výpočtem spektrálního indexu. Jako nejvhodnější se jeví spektrální index  $r_{Cd}$ , který lze získat, pokud se provede měření se stejným detektorem pokrytým kadmiovým filtrem. Do přípravy geometrie je tedy nutné zahrnout i dodatečnou aplikaci filtru.

### 5.1.2 Geometrické rozložení detektorů ve stendu

Z materiálových vlastností zakoupeného lanthanu však vyplynuly další otázky, a to zejména jak z práškového lanthanu vytvořit detektor, který půjde do stendu vložit a opět vyjmout, jak ve stendu tento detektor fixovat a kolik takových detektorů do měřicích šachet vůbec umístít. Jedinou schůdnou cestou se ukázalo vložení prášku do pevné nádoby, vybrána byla polyethylenová zkumavka o výšce 5,6 cm a průměru cca 1,5 cm. Dostatečný počet zkumavek zbyl na Ústavu elektroenergetiky z předchozích pokusů prováděných v rámci závěrečných prací, mezi nimi byla i neutronová aktivační analýza, proto lze považovat nasazení těchto zkumavek za prakticky ověřené. Sada naplněných zkumavek určených pro šachty č. 2 až č. 6 je vyobrazena na *Obr. E-1 v Příloze E*.

Vzhledem k rozměrům zkumavky a rozměrům měřicích šachet stendu se počet možných geometrií umístění zkumavek značně omezil. Bylo stanoveno, že zkumavky budou do šachet umístěny souose, v krátkých rozestupech nad sebou, což umožní dostatečné proměření rozložení reakčních rychlostí po výšce. K fixaci zkumavek do volného prostoru šachty byly vyrobeny držáky z průmyslové pětivrstvé vlnité lepenky. Lepenka je dostatečně pevná, neutronové pole ovlivní jen minimálně, protože většina konstrukce je tvořena vzduchovými kapsami mezi vrstvami. Navíc umožňuje jednoduché dělení a lepení, díky čemuž lze jednoduše vytvořit požadované tvary. Ve stendu se nachází několik různě hlubokých měřicích šachet, avšak pět z nich má dno v jedné rovině a tato rovina je identická s rovinou šachty pro zdroj. To znamená, že pět držáků mohlo být vyrobeno naprosto identicky. Poslední šachta, resp. šachta č. 1, je hlubší a držák pro ni byl vyroben větší.

Každý držák se skládá z podstavy, která má za úkol vycentrovat střední část držáku na dně šachty, a tím pádem i zkumavky v měřicí šachtě. Druhý středící bod vytváří opěrné polokruhové příčky v horní části, těsně pod okrajem šachty. Vlastní nosná část se skládá ze dvou slepených vrstev lepenky v případě držáků pro pozice č. 2 až č. 6 a ze třech vrstev v případě držáku pro pozici č. 1, a to z důvodu o polovinu větší délky, a tedy zvýšenému namáhání. Do střední části jsou vyřezány otvory, a to opět tak, aby se nacházely v ose šachtové trubky, s rozměry zkumavky  $5,5 \times 1,5$  cm a se vzájemným odstupem 1,5 cm. V delším držáku pro šachtu č. 1 je celkem 11 pozic, v kratších držácích pro zbylé šachty je po 7 pozicích, celkem tedy 46 měřicích bodů. Tento počet vychází z velikosti zkumavky, délek měřicích šachet a minimálního rozestupu pro zachování pevnosti držáku zkumavek. Všechny pozice mají své označení, které bude nadále v textu používáno. Skládá se z čísla měřicí šachty (v rozmezí 1 až 6) a písmena latinské abecedy, přičemž popis pozic začíná u první pozice odshora. V první šachtě má tedy pozice u dna kádě označení 1K, u zbylých pozic, protože jsou kratší, je nejnižší zkumavka označena písmenem G. Zkumavky drží v držáku třením o lepenku, neboť uzávěr zkumavky je mírně větší než vyrobené otvory, a dodatečnou fixací pomocí běžné lepicí pásky obtočené v místě zasazení aktivačního detektoru kolem celého držáku. Porovnání krátkého a dlouhého držáku, již osazených detektory, je vyobrazeno na *Obr. E-2 v Příloze E*. Sada všech krátkých držáků pro pozice č. 2 až č. 6 je zobrazena na *Obr. E-3, taktéž v Příloze E*.

Z hustoty a dostupného množství  $\text{La}_2\text{O}_3$  bylo vypočteno, že náplň ve zkumavce bude 1 výškový centimetr, což se jeví jako maximální možná náplň při zachování dostatečné rezervy, např. kvůli špatně provedenému měření, kontaminování nebo vysypání náplně. V kratších držácích bylo cílem vytvořit pozici pro nejnižše uloženou zkumavku tak, aby střed jejího aktivního objemu, tedy v ní nasypaného lanthanu, byl v rovině středu aktivního objemu zářiče. Pokud by otvory v delším držáku (do pozice č. 1) byly provedeny se stejnou filozofií, tedy po zasunutí všech držáků by byly zkumavky pozic se stejným písmenem ve stejné rovině s ostatními, bylo by umožněno jednoduché porovnání pozic stejně vzdálených od zdroje ve směrech nahoru i dolů v držáku č. 1. Kratší držáky byly vyrobeny přesně v souladu s předpokladem náplně výšky 1 cm, při plnění zkumavek se však ukázalo, že 1 výškový centimetr  $\text{La}_2\text{O}_3$  je nedostatečné množství, protože je prášek příliš nadýchaný, a bylo přistoupeno k naplnění do výšky 2,5 cm, tedy zhruba do poloviny zkumavky. Náplň každé zkumavky byla zvážena pro pozdější výpočet počtu jader v detektoru o hmotnosti  $m$  (kg). Důsledkem změny v plnění je posunutí středu detektoru o 0,75 cm směrem nahoru. Pozice stejně vzdálené od roviny středu aktivního objemu AmBe zdroje už tedy není možné přímo porovnávat, jediné orientačně. Navíc bylo zpětně po provedení měření při analýze výsledků zjištěno, že při výpočtu polohy zkumavek do držáku šachty č. 1 vznikla chyba a všechny pozice jsou posunuty vzhledem k příslušné rovině o 3 cm směrem dolů. Na tuto anomálii je třeba brát zřetel a provést příslušné korekce tam, kde je to nutné.

Kvůli dodatečnému měření s kadmiovým filtrem pro výpočet spektrálního indexu bylo nezbytné nutné tento filtr vyrobit. Vzhledem k tomu, že oxid lanthanitý musí při každém měření zůstat v uzavřené nádobě, musel být vyroben obalový filtr pro celou zkumavku. Jako hrubý materiál posloužil kadmiový plech tloušťky 1 mm, ze kterého byly vyrobeny tři základní díly na každou zkumavku. Jedná se o dvě „víčka“, z nichž jedno pokrývá podstavu zkumavky a druhé uzavěr zkumavky, obě s nezbytným přesahem. Třetím dílem je plášť uzavírající do sebe obě víčka tak, aby byly všechny spoje překryté a nedocházelo k prostupu neutronů mezerami mezi díly. Celkem byly vyrobeny 4 kompletní sady pokrytí, jednak kvůli omezené zásobě kadmiového plechu, jednak proto, že pokrytí je po proměření jedné z pozic možno použít i na další. Vyrobene kadmiové pokrytí je vyobrazeno na *Obr. E-4 v Příloze E*.

### 5.1.3 Ozařování a gama spektrometrie

První držák (šachta č. 1) osazený aktivačními detektory byl do stendu s neutronovým zdrojem vložen 31. 3. 2017 v 11:19:00. Vzhledem k poločasů přeměny vznikajícího radioaktivního  $^{140}\text{La}$ , který je 1,6781 dne [43], a požadavku na zhruba trojnásobnou dobu ozařování, proběhlo první měření pro jednu z nejméně exponovaných pozic 1E dne 4. 4. 2017. Prvním měřením bylo ověřeno, že dochází k aktivaci  $\text{La}_2\text{O}_3$  a držák plní spolehlivě svou funkci, proto byly vyrobeny i držáky pro zbývající pozice a ozařování v pozicích č. 2 až č. 6 odstartovalo 5. 4. 2017 v 17:58:00.

Všechny aktivační detektory byly ozařovány kontinuálně a ve všech šachtách současně od vložení do stendu až do jejich měření vyjma krátkých okamžiků, kdy byly z téhož držáku vytahovány jiné vzorky. Tuto dobu lze však kvůli trvání v řádu jednotek sekund bez ovlivnění výsledku zanedbat. Okamžik vytažení vzorku ze stendu, tedy začátku transportu na gama spektrometr, byl vždy pečlivě zaznamenán pro další výpočty, stejně jako doba začátku měření.

Měření všech vzorků bylo prováděno na polovodičovém HPGe (High Purity Germanium) detektoru PGT PIG 10 připojeném k multikanálovému analyzátoru ORTEC Spectrum Master 919, zesilovači ORTEC 572 a vysokonapětovému zdroji SILENA 7716 v jaderné laboratoři Ústavu elektroenergetiky Fakulty elektrotechnické a komunikačních technologií VUT v Brně.

Nabírání spektra radioaktivního lanthanu  $^{140}\text{La}$  z ozářených aktivačních detektorů probíhalo v prostředí programu Maestro [44], což je obslužný software pro multikanálový analyzátor připojený k detektoru. Získané spektrum z každé pozice bylo uloženo do souboru s univerzální koncovkou .chn pro pozdější analýzu. Všechny uložené nezpracované soubory spekter je možno najít v elektronické příloze v čísle složky označující danou měřicí šachtu. Ukázky načítaného spektra a prostředí programu Maestro jsou uvedeny v Příloze F. Pro veškerou další práci s hrubými spektry i pro pokročilejší úkony byl využíván Interaktivní systém pro spektrometrii gama, neboli spektrometrický software GAMWIN ve verzi 1.6.9 beta 6 [45].

Před započítáním samotného měření ozářených aktivačních detektorů bylo nutné provést energetickou kalibraci detektoru pro přiřazení správné hodnoty energie detekovaným peakům. Energetická kalibrace se provádí změřením několika známých zdrojů záření, u nichž je přesně známa energie detekovaného vrcholu. Je vhodné, aby se jednalo o gama linky s vysokou intenzitou, které budou navíc osamocené, aby nedocházelo k ovlivnění a následnému zkreslení polohy vrcholu druhou linkou. Naměřením několika různých vzorků se získá dostatečný počet referenčních bodů, ze kterých se fitováním odvodí kalibrační funkce pro všechny kanály detektoru. Detektor byl kalibrován měřením kalibračních zářičů  $^{109}\text{Cd}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  a  $^{60}\text{Co}$ , pro kalibraci byly použity čtyři gama linky o energiích  $E(\gamma)$  a intenzitě  $I(\gamma)$  uvedené v Tab. 5-1. Pro sestavení kalibrační rovnice byla využita jedna z vestavěných funkcí GAMWINu, která umožňuje označit konkrétní vrcholy, přiřadit jim známé energie, vybrat typ kalibrační křivky a tuto sestavit. Byl zvolen kvadratický typ křivky a soubor s kalibrací byl uložen pro pozdější aplikaci na naměřená spektra. Kalibrační soubor lze nalézt v elektronické příloze pod názvem *ERG.GENCAL* [46],[47].

Tab. 5-1: Gama linky použité k energetické kalibraci HPGe detektoru [43]

izotop	$E(\gamma)$ (keV)	$I(\gamma)$ (%)
$^{109}\text{Cd}$	88,04	3,61
$^{137}\text{Cs}$	661,66	85,1
$^{60}\text{Co}$	1173,24	99,9736
$^{60}\text{Co}$	1332,50	99,9856

Dalším typem kalibrace je účinnostní kalibrace, která udává, jaké množství gama kvant detektor registruje pro danou energii a konkrétní geometrii, ve které měření probíhá. Lze definovat několik různých účinností, avšak pro gama spektrometrii je klíčová účinnost vrcholová. Tato účinnost vyjadřuje pravděpodobnost, se kterou se foton emitovaný radionuklidem dostane do citlivého objemu detektoru a předá zde veškerou svou energii, čili dojde k registraci procesem fotoefektu. Často se tato účinnost označuje indexem FEP  $\epsilon_{FEP}$  (-) z angl. „full energy peak“, což vyjadřuje vrchol ve spektru, který vznikne předáním veškeré energie fotonu. V textu je tato účinnost vždy uváděna jako celková, tzn. poměr odezvy detektoru ve vrcholu úplného pohlcení k celkovému počtu emitovaných fotonů zdrojem [46],[47].

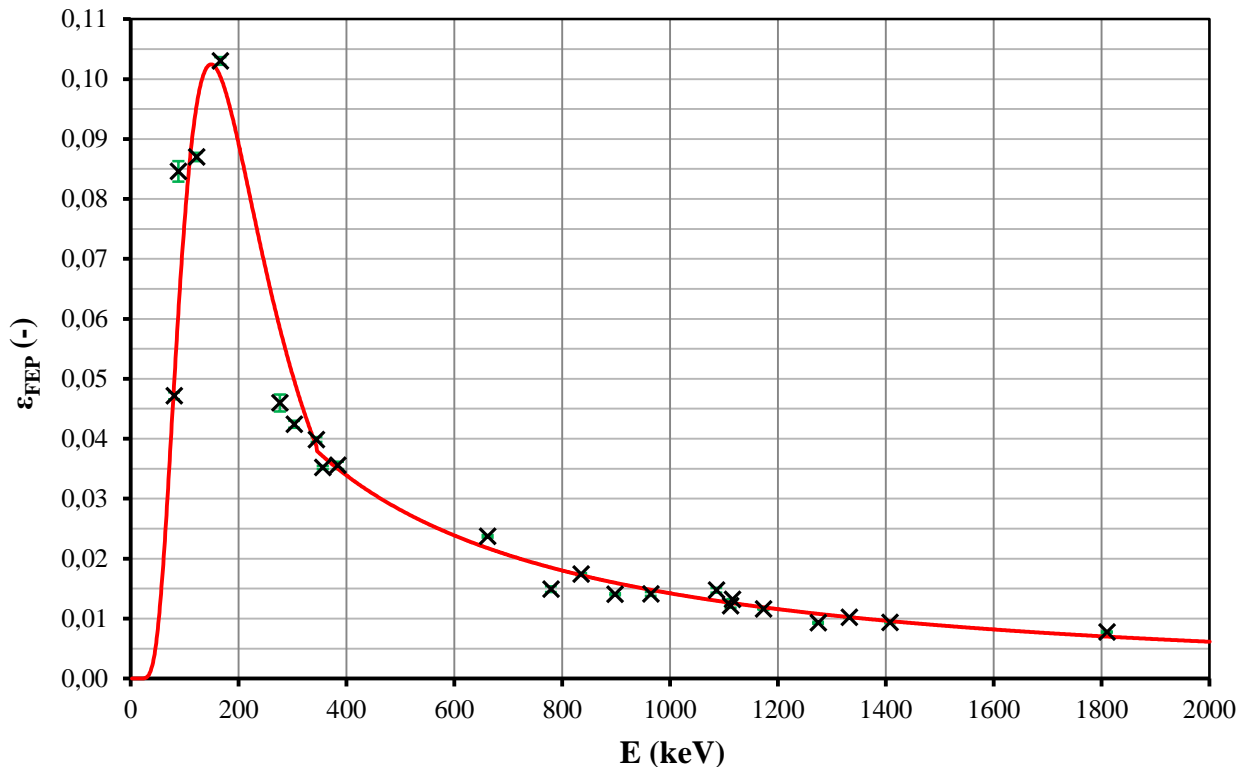
Účinnostní kalibrace se provádí obdobným způsobem, jako kalibrace energetická, její průběh však není jednoduchou funkcí, a proto vyžaduje použití většího množství zářičů pro získání dostatečného počtu referenčních bodů ke kvalitnímu fitu. Výpočet účinnosti pro konkrétní zářič probíhá pouze na gama lince, jejíž celkovou odezvu označí ve spektru uživatel. Do výpočtu dále vstupuje aktivita zářiče. Funkce GAMWINu pro určení účinnostní křivky umožňuje zadat aktivitu kalibračních zářičů k referenčnímu datu i s nejistotou a dle izotopu sama aktivitu koriguje

k datu měření a vypočte finální účinnost  $\varepsilon_{FEP}$  na dané energii včetně nejistoty. Obvykle se naměřené body prokládají dvěma různými funkcemi s předělem v oblasti 300 keV až 400 keV.

Hodnoty účinnosti pro fit byly vypočteny celkem z deseti zářičů na 22 energiích. Přehled všech využitých gama linek je uveden v *Tab. 5-2*. Výsledná kalibrační křivka se skládá ze dvou polynomů. Polynom pro nízké energie je třetího řádu a polynom pro vysoké energie je druhého řádu, přičemž dělicí energií mezi oběma polynomy je hodnota 344 keV. GAMWIN vyhodnotil i nejistotu účinnosti danou fitem na 5 %. Kalibrace byla uložena pro pozdější aplikaci na naměřená spektra. Kalibrační soubor lze také nalézt v elektronické příloze pod názvem *EFF.GEFCAL*. Výsledný fit kalibrační křivky na vypočtené hodnoty účinnosti je zobrazen na *Obr. 5-1*.

*Tab. 5-2: Gama linky použité k účinnostní kalibraci HPGe detektoru [43]*

izotop	$E(\gamma)$ (keV)	$I(\gamma)$ (%)	izotop	$E(\gamma)$ (keV)	$I(\gamma)$ (%)	izotop	$E(\gamma)$ (keV)	$I(\gamma)$ (%)
$^{133}\text{Ba}$	80,997	34,06	$^{152}\text{Eu}$	121,782	25,58	$^{109}\text{Cd}$	88,04	3,61
$^{133}\text{Ba}$	276,398	7,164	$^{152}\text{Eu}$	344,279	26,5	$^{139}\text{Ce}$	165,864	80
$^{133}\text{Ba}$	302,853	18,33	$^{152}\text{Eu}$	778,904	12,942	$^{137}\text{Cs}$	661,66	85,1
$^{133}\text{Ba}$	356,017	62,05	$^{152}\text{Eu}$	964,079	14,605	$^{54}\text{Mn}$	834,848	99,976
$^{133}\text{Ba}$	383,851	8,94	$^{152}\text{Eu}$	1085,869	10,207	$^{60}\text{Co}$	1173,24	99,9736
$^{88}\text{Y}$	898,042	93,7	$^{152}\text{Eu}$	1112,074	13,644	$^{60}\text{Co}$	1332,50	99,9856
$^{88}\text{Y}$	1836,063	99,2	$^{152}\text{Eu}$	1408,006	21,005	$^{22}\text{Na}$	1274,53	99,944
						$^{65}\text{Zn}$	115,546	50,60



*Obr. 5-1: Účinnostní kalibrační křivka*

Účinnost vypočtenou fitem několika diskrétních hodnot lze nyní použít pro jakoukoli požadovanou energii, stačí odečíst její hodnotu z kalibrační křivky. Účinnost je však vypočtena pro stejnou geometrii, jakou má kalibrační zdroj, který lze bez větších nepřesností považovat za bodový. Zkumavku s oxidem lanthanitým, navíc postavenou na detektor na výšku, za bodový zdroj považovat nelze. K přesnému výsledku reakční rychlosti by bylo třeba ještě určit účinnostní koeficient charakterizující opravu na rozdílnou geometrii. Stanovení tohoto koeficientu je velmi náročnou činností, individuální pro každý detektor a každý měřený objekt, proto bude tento koeficient zanedbán a za celkovou účinnost detekce gama záření detektorem bude prohlášena účinnost  $\varepsilon_{FEP}$  zjištěná z energetické kalibrace. Ve vzorci 4.26 lze proto nadále psát [21],[47]:

$$\varepsilon(E_\gamma) = \varepsilon_{FEP}(E_\gamma) \quad (-) \quad (5.1)$$

### 5.1.4 Zpracování naměřených dat

Naměření hrubých spekter na HPGe detektoru a určení kalibračních křivek umožňuje tato spektra dále zpracovávat. Požadovanou výstupní veličinou z gama spektrometrie jsou plochy peaků pod sledovanými gama linkami radionuklidu. Analýza ploch se provádí opět v softwaru GAMWIN, kde uživatel musí požadované peaky označit, resp. určit jejich začátek a konec a vybrat metodu odečtu pozadí. Výstupem GAMWINu je report ve formátu .txt shrnující kalibrační funkce, úplnou plochu peaku, plochu peaku očištěnou od pozadí a nejistotu plochy. Software také ze souboru hrubého spektra .chn doplní začátek měření a obě doby měření  $t_{real}$  a  $t_{live}$  a taktéž mrtvou dobu detektoru. Sledované linky  $^{140}\text{La}$  i s jejich intenzitami a k nim dopočtenými účinnostmi jsou uvedeny v Tab. 5-3. Z této tabulky vyplývá, že v každém spektru se určují maximálně čtyři peaky. Všechny textové reporty z GAMWINu lze nalézt v elektronické příloze v příslušné složce měřicí šachty, stejně tak i uložené soubory spektra s označenými peaky ve formátu .gspc.

Tab. 5-3: Gama linky  $^{140}\text{La}$ , jejich intenzity a příslušné účinnosti detektoru [43]

$E(\gamma)$ (keV)	$I(\gamma)$ (%)	$\varepsilon(E_\gamma)$
328,762	20,3	0,042499041
487,021	45,5	0,028695695
815,772	23,28	0,017622425
1596,21	95,4	0,008196983

V tomto okamžiku lze téměř vypočítat reakční rychlost podle vztahu 4.26, chybí pouze počet jader na začátku ozařování aktivačního detektoru. Protože je oxid lanthanitý sloučenina, ve které připadají dva atomy lanthanu na tři atomy kyslíku, nelze provést výpočet podle vztahu 4.22, nýbrž podle vztahu 5.2, kde je naznačeno i odvození. Ve výpočtu figuruje již známé zastoupení  $^{139}\text{La}$  v přírodní směsi  $p$  (-), Avogadrova konstanta  $N_A$  (-) a relativní atomové hmotnosti přírodního lanthanu a kyslíku, jež jsou obě dohledatelné v [24]. Pro každou pozici se dosadí pouze příslušná hmotnost aktivačního detektoru, získaný počet jader se dosadí do 4.26 a provede se finální výpočet reakční rychlosti  $R_R$  ( $\text{s}^{-1}$ ) pro každý z až čtyř peaků v každém měření.

$$N_0(^{139}\text{La}) = p(^{139}\text{La}) \cdot N_0(\text{Nat La}) = \cdot p \cdot 2 \cdot n \cdot N_A = \frac{p \cdot (^{139}\text{La}) \cdot 2 \cdot m \cdot N_A}{2A_r(^{\text{Nat}}\text{La}) + 3A_r(^{\text{Nat}}\text{O})} \quad (-) \quad (5.2)$$

Souhrnná reprezentativní hodnota reakční rychlosti  $R_{Rt}$  ( $s^{-1}$ ) charakterizující celou pozici bez ohledu na peaky, které se ve spektru podařilo identifikovat, se vypočítá metodou středování přes všechny zastoupené energie [23]. Do výpočtu střední hodnoty vstupují i nejistoty jednotlivých reakčních rychlostí  $s$ , o jejichž výpočtu pojednává další podkapitola. Výsledný vzorec pro střední hodnotu reakční rychlosti je uveden v rovnici 5.3 a pro celkovou nejistotu v rovnici 5.4.

$$R_{Rt} = \frac{\sum_{i=1}^n \frac{R_{Ri}}{s^2(R_{Ri})}}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{s^2(R_{Ri})}} \quad (s^{-1}) \quad (5.3)$$

$$s_{Rt} = \frac{\sum_{i=1}^n \frac{R_{Ri}}{s^2(R_{Ri})}}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{s^2(R_{Ri})}} \quad (s^{-1}) \quad (5.4)$$

V pozicích, kde bylo provedeno měření detektorem s kadmiovým pokrytím (přípona Cd), byl vypočten spektrální index  $r_{Cd}$  podle 4.28 pro nastínění trendu, kterým se spektrum mezi pozicemi mění. Pro měření byly vybrány pozice s nejvyšším předpokládaným neutronovým tokem, tedy rovina detektorů G. Výsledné hodnoty jsou uvedeny v *Tab. 5-4*. Nevýhoda kadmiového pokrytí aktivačního detektoru při měření slabých neutronových polí spočívá v jeho principu – záchytem tepelných neutronů, jejichž počet se vzdáleností od zdroje díky rozptylu stoupá, dochází k velmi slabé aktivaci. Z důvodu slabé aktivace a časové tísně nebyly vůbec proměřeny pozice 5G a 6G, neboť potřebný čas značně převyšoval dostupné možnosti. Tento problém se netýkal pouze měření s kadmiovým pokrytím, pozice 2A, 2B, 3A, 3B, 4A, 4B, 5A, 5B a celá šachta č. 6 byly ze stejného důvodu vynechány i z běžného měření, neboť už v šachtě č. 1 bylo spektrum nejvyšší pozice i přes relativně dlouhé měření na HPGe detektoru špatně čitelné a časová tíseň neumožnila neúměrně prodlužovat dobu nabírání spektra. Přehled výsledků včetně obou nejistot z pozic, kde proběhlo aktivační měření, je možné najít v *Tab. 5-5*. Přímo naměřená data jsou uvedena černým písmem. Hodnotami vyvedenými v červené barvě se zabývá kap. 5.1.6. Soubor s výpočty je přiložen v elektronické příloze pod názvem *NAA – výsledky.xlsx*.

### 5.1.5 Nejistoty měření

Každé měření ve všech oblastech je vždy zatíženo určitou nepřesností, která pramení hlavně z náhodných jevů a vlastností měřicích přístrojů, které mají na proces měření vliv, a proto se naměřená hodnota bude od skutečné hodnoty určitou mírou odlišovat. Místo skutečné hodnoty je možné určit pouze interval, v němž se tato hodnota s určitou pravděpodobností nachází [22],[48].

Při nabírání gama spektra probíhá jediné přímé měření potřebné pro určení reakční rychlosti, a to registrace počtu fotonů za určitý čas. Tento způsob měření se označuje jako statistický a jeho nejistota, též směrodatná odchylka  $s$ , je dána odmocninou z celkového počtu impulsů. V intervalu daném vzdáleností směrodatné odchylky od naměřené hodnoty lze očekávat, že se bude 68,3 % hodnot získaných při opakovaných měřeních nacházet ve vytyčeném intervalu. Toto rozdělení pravděpodobnosti se označuje jako normální a je dáno Gaussovou křivkou kolem střední hodnoty. Pokud by se určoval interval, kde se bude výsledná veličina nacházet s vyšší pravděpodobností než 68,3 %, použije se konstanta rozšíření na směrodatnou odchylku  $s$ . Pro 95,4 % je konstanta rovna 2, pro 99,7 % má hodnotu 3. Při požadavku na zpřesňování výpočtu roste čas s druhou mocninou, stejně jako u výpočtu pomocí stochastických metod [22],[23],[48].

Tab. 5-4: Spektrální indexy získané měřením

pozice	1GCd	2GCd	3GCd	4GCd	5GCd	6GCd
$r_{Cd}$ (-)	24,24	22,76	33,01	38,99	-	-
$s_{RCd}$ (s <sup>-1</sup> )	1,17	1,18	1,93	4,55	-	-
$\delta_{RCd}$ (%)	4,83	5,18	5,86	11,66	-	-

Společně s vypočtenými čistými plochami peaků vypíše GAMWIN i jejich relativní nejistoty, které zahrnují statistickou nejistotu, nejistotu energetické kalibrace, nejistotu vnitřních výpočtových funkcí atd. Cílem je však určit nejistotu výsledných reakčních rychlostí. Relativní nejistota nasycené aktivity  $\delta_A$  (-) se stanoví podle částečně empirického vzorce 5.5. Tento vztah vznikl doplněním o nejistotu efektivitu do původního vztahu používaného výzkumníky ve Spojeném ústavu jaderných výzkumů v Dubně [22]:

$$\delta_A = \sqrt{\left[0,03 \cdot \left(\frac{t_{real}}{t_{live}} - 1\right)\right]^2 + t_v^2 \cdot \left(\frac{\ln 2}{T_{1/2}}\right)^2 \cdot \delta_{T_{1/2}}^2 + \delta_s^2 + \delta_{I_\gamma}^2 + \delta_\varepsilon^2} \quad (-) \quad (5.5)$$

kde  $t_{real}$ ,  $t_{live}$  a  $t_v$  (s) jsou již popsané časové veličiny charakterizující měření,  $T_{1/2}$  (s) je poločas přeměny izotopu s indukovanou radioaktivitou (tedy <sup>140</sup>La),  $\delta_{T_{1/2}}$  (-) je relativní nejistota určení poločasu přeměny,  $\delta_s$  (-) je relativní nejistota plochy peaků z GAMWINu,  $\delta_{I_\gamma}$  (-) je relativní nejistota určení intenzity gama linky a  $\delta_\varepsilon$  (-) je relativní nejistota účinnostní kalibrační křivky. Nejistoty přeměnových dat lze najít v jejich zdroji a nejistota efektivitu již byla určena při fitování účinnostní kalibrace na 5 %.

Pro výpočet jakýchkoli dalších nejistot postačí respektovat větu o šíření nejistoty nepřímým měřením (5.6). Pomocí ní se vypočte nejistota počtu jader a nakonec i výsledná nejistota reakční rychlosti. Na nejistotě počtu jader se podílí zejména nejistota vážení aktivních detektorů, kde váha pracovala s konstantní nejistotou 0,0001 g, nejistota Avogadrovy konstanty, nejistota určení izotopického složení lanthanu a kyslíku a nejistota jejich relativních atomových hmotností [48].

$$s = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left( s_{xi} \frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2} \quad (5.6)$$

Mezi jednotlivými veličinami ve vztahu nesmí být vzájemná závislost a všechny musí splňovat podmínku normálního rozdělení. V textu má  $s$  vždy význam směrodatné odchylky, tedy absolutní hodnoty nejistoty, zatímco  $\delta$  označuje vždy hodnoty relativní. Veličina  $R$  užívaná v kapitole o stochastických výpočtech má stejný význam i rozměr jako relativní odchylka, avšak kvůli možnosti záměny s reakční rychlostí je nadále používáno pouze označení  $\delta$ .

### 5.1.6 Korekce hodnot z měření šachty č. 1

Při výpočtu reakčních rychlostí pro první měřicí šachtu a kontrole získaných hodnot bylo zjištěno, že kvůli chybně vyrobenému držáku byly všechny měřicí pozice posunuty o 3 cm směrem dolů, tzn. že takto naměřené hodnoty nelze porovnávat ani v rámci jednotlivých rovin, ani s výsledky simulace v MCNP. Tuto komplikaci je však možno odstranit, protože je přesně známo, jakým způsobem vznikla. Naměřená data nejsou chybná, pouze přísluší k jiným bodům,

než bylo požadováno. Korekci lze provést tím způsobem, že se naměřený průběh proloží a v bodech, kde skutečně měly být detektory, se odečte korigovaná hodnota. Stejným způsobem se odečte směrodatná odchylka a relativní nejistota se dopočte. Nově získané hodnoty lze použít pro další srovnávání bez omezení. Původní i korigované hodnoty (červeným písmem) jsou uvedeny v *Tab. 5-5*. V dalších odkazech na naměřené hodnoty a v každém porovnání už vystupují pouze tyto korigované hodnoty bez dodatečného komentáře.

*Tab. 5-5: Hodnoty reakčních rychlostí získaných neutronovou aktivační analýzou*

pozice	$R_{Rt}$ (s <sup>-1</sup> )	$s_{Rt}$ (s <sup>-1</sup> )	$\delta_{Rt}$ (%)
1A	2,07E-22	2,89E-23	14,00
1B	5,63E-22	3,38E-23	6,00
1C	2,74E-21	9,23E-23	3,36
1D	7,21E-21	2,14E-22	2,97
1E	1,63E-20	4,60E-22	2,83
1F	2,80E-20	8,30E-22	2,97
1G	3,66E-20	9,75E-22	2,67
1H	2,41E-20	6,40E-22	2,66
1I	1,02E-20	2,86E-22	2,80
1J	3,86E-21	1,25E-22	3,23
1K	1,42E-21	5,82E-23	4,10
1GCd	1,44E-21	5,67E-23	3,95

1A	1,30E-22	2,62E-23	20,15
1B	3,65E-22	2,85E-23	7,81
1C	1,55E-21	6,08E-23	3,91
1D	4,82E-21	1,51E-22	3,14
1E	1,19E-20	3,34E-22	2,80
1F	2,27E-20	6,74E-22	2,97
1G	3,49E-20	9,70E-22	2,78
1H	3,11E-20	8,19E-22	2,63
1I	1,53E-20	4,18E-22	2,72
1J	5,80E-21	1,74E-22	2,99
1K	2,33E-21	8,46E-23	3,64
2GCd	1,22E-21	5,41E-23	4,45

2A	-	-	-
2B	-	-	-
2C	1,33E-21	4,93E-23	3,70
2D	4,51E-21	1,30E-22	2,89
2E	1,03E-20	2,80E-22	2,72
2F	1,97E-20	5,42E-22	2,75
2G	2,77E-20	7,37E-22	2,66
3GCd	7,25E-22	3,77E-23	5,21

pozice	$R_{Rt}$ (s <sup>-1</sup> )	$s_{Rt}$ (s <sup>-1</sup> )	$\delta_{Rt}$ (%)
3A	-	-	-
3B	-	-	-
3C	1,02E-21	5,54E-23	5,45
3D	3,62E-21	1,27E-22	3,51
3E	8,15E-21	2,67E-22	3,28
3F	1,43E-20	3,75E-22	2,62
3G	2,39E-20	6,43E-22	2,69
3GCd	7,25E-22	3,77E-23	5,21

4A	-	-	-
4B	-	-	-
4C	6,15E-22	4,61E-23	7,49
4D	1,98E-21	7,37E-23	3,72
4E	4,27E-21	1,45E-22	3,39
4F	7,32E-21	2,12E-22	2,89
4G	1,39E-20	3,64E-22	2,63
4GCd	3,56E-22	4,04E-23	11,37

5A	-	-	-
5B	-	-	-
5C	2,44E-22	2,97E-23	12,18
5D	6,52E-22	4,94E-23	7,57
5E	1,10E-21	5,87E-23	5,32
5F	1,83E-21	9,29E-23	5,06
5G	2,49E-21	9,50E-23	3,81
5GCd	-	-	-

6A	-	-	-
6B	-	-	-
6C	-	-	-
6D	-	-	-
6E	-	-	-
6F	-	-	-
6G	-	-	-
6GCd	-	-	-

## 5.2 Výpočet pomocí modelu v MCNP

V rámci provedení výpočetní analýzy pole neutronového zdroje ve stendu Svíčka kódem MCNP je prvním krokem vytvoření modelu, který zohledňuje jednak samotnou geometrii stendu a za druhé uspořádání použité při aktivačním měření, to znamená hlavně zapracování a správné umístění samotných detektorů. Příprava modelu zahrnuje i správný popis materiálů, neutronového zdroje a na závěr definování tallies, které umožní získání požadovaného výstupu z výpočtu. Všechna vstupní data jsou zaznamenána do jednoho vstupního souboru *neutrons.txt*, který je taktéž součástí elektronické přílohy. Krokem následujícím je zpracování dat z výpočtu do formy porovnatelné s výstupem aktivačních měření, tedy výpočet reakčních rychlostí a kadmiového poměru. V MCNP bylo simulováno i gama záření emitované zdrojem umístěným ve stendu při měření za účelem zjištění poměrů na hranici sledovaného pásma laboratoře z pohledu radiační ochrany [34].

### 5.2.1 Geometrie

Pomocí vestavěných průvodců Visedu i přímým psáním kódu v souladu s teorií sestavování vstupního souboru pro MCNP byla definována geometrie stendu podle poskytnuté výkresové dokumentace modelu [17] (*Příloha D*) a vlastního přímého ohledání. Model je s dokumentací a skutečným stavem téměř totožný, byly učiněny pouze detailní změny bez potenciálního vlivu na výsledek simulace. Konkrétně byly zjednodušeny ohraněné podstavy lepenkového a kovového sudu. Dále nebylo nutné modelovat zátky měřicích šachet, neboť měření ve všech pozicích probíhalo naráz a využita byla jen sestava zátek pro šachtu zdroje. Hrdlo těchto zátek nebylo modelováno vůbec, zátka byla ukončena v rovině s trubkou tvořící šachtu. Požadovaným efektem provedených zjednodušení je zkrácení doby výpočtu. Všechny popsání části geometrie společně s názornou ukázkou prostředí programu Vised je možno pozorovat na *Obr. G-1* v *Příloze G*.

Do modelu byla spolu se stendem vložena i paleta, na které je celý stend usazen, a pod paletu bylo umístěno 25 cm betonu, neboť lze očekávat, že podlaha může mít vliv na výsledek měření. Aktivní výpočtová zóna byla definována jako válec souosý se stendem o poloměru 150 cm. Za touto hranicí se neutrony přestávají sledovat a jejich historie je ukončena. Neutronový zdroj byl vymodelován dle dokumentace poskytnuté výrobcem zdroje [14] (*Příloha C*), avšak opět byla přijata mírná zjednodušení, kdy zkosené hrany byly nahrazeny pravoúhlými, a tím pádem zanikly i některé vzduchové kapsy uzavřené mezi pouzdry. Zdroj byl vložen na dno podávací trubky a vycentrován na střed stendu.

Kvůli možnosti srovnání s aktivačním měřením byly detektory vymodelovány tak, aby odpovídaly jejich konečnému provedení. Model tedy respektuje nutné zvýšené plnění zkumavky kvůli dostatečnému množství oxidu lanthanitého. Pro všechny detektory byly zavedeny jednotné rozměry o výšce 2,5 cm, průměru 1,5 cm a průměrné hustotě  $0,8281 \text{ g/cm}^3$ . Výška detektoru a průměrná hustota vycházejí z průměrné výšky náplně ve zkumavkách, jejich průměrné hmotnosti a hustoty oxidu lanthanitého  $6,51 \text{ g/cm}^3$  [49]. Drobná objemová odlišnost od každé jednotlivé pozice není překážkou, neboť výsledná reakční rychlost na konci výpočtu i měření je vztažena na jednu částici detektoru. Všechny detektory jsou umístěny v pozicích, které odpovídají jejich umístění v držáku kromě první šachty, v níž jsou detektory oproti aktivační analýze na pozicích, kde by měly v ideálním případě být. Více byla problematika odlišnosti v měření a ve výpočtu rozebrána v kap. 5.1.6. Vlastní zkumavky a držáky modelovány nebyly, jejich vliv na neutronové pole byl zanedbán. Z tohoto důvodu je možné na *Obr. G-1* geometrie pozorovat, že detektory jsou umístěny přímo ve vzduchu.

## 5.2.2 Složení materiálů

Definice složení materiálů, které jsou v modelu použity, se v drtivé většině opírá o již stanovené a celosvětově používané hodnoty pro simulaci stochastickými kódy. Část byla již předdefinována v interní knihovně Visedu a část byla sestavena podle dokumentu, resp. Přehledu [50] vydaného Ministerstvem vnitra Spojených států amerických právě pro modelování radiačních problémů.

Knihovna Visedu slouží hlavně pro urychlení práce a jsou v ní obsaženy hojně využívané běžné materiály. Namátkovou kontrolou složení bylo zjištěno, že se definice téměř shoduje s Přehledem užitým v ostatních případech. Každý materiál má v knihovně své číslo, které se dále přenáší do kódu. Při definici buněk je odkazováno právě na toto číslo. Z knihovny byla převzata běžná uhlíkatá ocel (č. 224) použitá na železný sud, vzduch (č. 204) do vzniklých kapes mezi konstrukčními prvky, olovo (č. 406) vytvářející vnější i vnitřní stínění, parafin (č. 434) tvořící téměř veškerý objem stendu, polyvinylchlorid (č. 468) na materiál šachtových trubek a borax (č. 312) na boraxové stínění. U betonové podlahy byl za reprezentativní materiál vybrán „obyčejný beton“ (č. 228), neboť se jeví, že by mohl odpovídat běžným stavebním konstrukcím, jimiž obyčejná podlaha bezesporu je. Je však nutné podotknout, že všechny předdefinované „nespeciální“ betony mají podobné parametry. Obdobným výběrem byla do modelu zanesena i dřevěná europaleta, pro níž bylo vybráno borovicové dřevo (č. 524), neboť má zhruba průměrnou hustotu pro všechna jehličnatá dřeva. Nerezová ocel pouzdra zdroje AISI 321 byla z důvodu absence v knihovně nadefinována ocelí AISI 304 (č. 486), neboť má téměř identické složení.

Jako velmi problematický materiál se ukázala lepenka, jejíž složení a hustota jsou pro svou obrovskou variabilitu nedohledatelné. Vzhledem k pouze tenké vrstvě a tedy zanedbatelnému vlivu byla nakonec nadefinována podle Přehledu jako masonit, což je taktéž dřevitá hmota. Naopak velmi snadno bylo možno v Přehledu dohledat polypropylen, z něž jsou vyrobeny trubky tvořící obal zátek v zátkové sestavě pro šachtu neutronového zdroje. Složení  $\text{La}_2\text{O}_3$  vychází z poměrů relativních atomových hmotností a izotopického zastoupení uvedeného v [24].

Druhým ručně definovaným materiálem byla aktivní tableta zářiče. Její složení bylo určeno výpočtem na základě údajů výrobce vztahujících se k datu testování zdroje pro získání Osvědčení uzavřeného radioaktivního zářiče. Veškeré hodnoty proměnné v čase vlivem radioaktivních přeměn byly přepočteny k 15. 4. 2017, neboť měření začalo 31. 3. 2017 a předpokládalo se, že bude trvat zhruba jeden měsíc. Zároveň byl stanoven zjednodušující předpoklad, že v době testování obsahoval zdroj pouze prvky, ze kterých byl vyroben, tedy americium, kyslík a beryllium. Složení se však v čase mění, neboť emisí alfa částice z  $^{241}\text{Am}$  vzniká dle rovnice 5.7 neptunium  $^{237}\text{Np}$  a zároveň reakce alfa částice s  $^9\text{Be}$  dává vzniknout uhlíku  $^{12}\text{C}$  dle rovnice 2.13. Hmotnost neptunia byla určena z poklesu aktivity americia a hmotnost uhlíku integrováním funkce poklesu emise neutronů, neboť počet těchto neutronů odpovídá počtu vzniklých atomů uhlíku. Zjištěné hmotnosti prvků jsou uvedeny v Tab. 5-6 včetně jejich relativního zastoupení v rámci celé směsi. Průměrná hustota materiálu byla určena z celkové hmotnosti a vyplněného objemu pouzdra na  $1,4392 \text{ g/cm}^3$ . Pro všechny materiály byly použity knihovny účinných průřezů ENDF/B VII . 70c, které odpovídají teplotě 293,6 K, neboť celý experiment probíhal při přibližně pokojové teplotě. Pro uhlík  $^{12}\text{C}$  však není účinný průřez v knihovně dostupný, proto byly použity hodnoty pro přírodní směs uhlíku. Při jeho naprosto minimálním množství by bylo možné i úplné zanedbání jeho přítomnosti. Kopii kompletní materiálůvé karty je možno nalézt v Příloze H [14],[39].



Tab. 5-6: Složení aktivní tablety neutronového zdroje

Izotop	<sup>9</sup> Be	O	<sup>241</sup> Am	<sup>237</sup> Np	<sup>12</sup> C
hmotnost (g)	7,3188016	0,1258158	0,73368002	0,0017025	0,00000001
zastoupení (%)	89,47190272	1,53809083	8,96919335	0,02081310	0,00000006

### 5.2.3 Zdroj záření

Na kartě definice zdroje SDEF byl jako zdroj neutronů nadefinován objem aktivní keramiky v zářiči. Dle příkazové syntaxe se pro zkoumaný typ objemového zdroje tvaru válce zadává střed válce (příkaz POS), orientace vektoru osy válce (příkaz AXS), hranice poloměru zdroje (příkaz RAD), vysunutí podstav ve směru osy od středu zdroje (příkaz EXT) a energie emitovaných neutronů (příkaz ERG) [14],[34],[36].

Poloměr a vysunutí podstav od středu je nutné zadat pomocí proměnných, neboť se jedná o rozmezí hodnot dané intervaly  $0 \div r$ , resp.  $0 \div h/2$ , kde  $r$  (cm) je poloměr a  $h$  (cm) výška válce. Z tohoto důvodu je příkazu RAD přiřazena proměnná d1 a příkazu EXT proměnná d2. Proměnné jsou zadány rozsahem veličiny v příkazu si $x$  spolu s trendem, jakým se mění mezi krajními hodnotami – H pro histogram, L pro lineární distribuci, přičemž obě proměnné se mění lineárně. Aby byla zajištěna izotropní emise neutronů v celém objemu zdroje, definuje se pravděpodobnost v radiálním směru pro proměnnou d1 příkazem sp1 do tvaru sp1 -21 1 a pravděpodobnost axiálním směru pro proměnnou d2 příkazem sp2 do tvaru spx -21 0 [14],[34],[36].

Závěrečnou, ale naprosto nezbytnou vlastností zdroje je energetické spektrum zadávané pomocí příkazu ERG. Zdroji bylo přiřazeno diskretní AmBe spektrum dle ISO 8529-1:2001 (*Příloha B*). Zápis je realizován pomocí proměnné d3, jejíž hodnoty jsou definovány hranicemi energetických grup, čili histogramem H za příkazem si3. Jednotlivé pravděpodobnosti každého energetického binu jsou uvedeny za příkazem sp3 ve formě diskretních hodnot pro každý bin. Kompletní kód popisující neutronový zdroj je uveden jako „source card“ v *Příloze I* [14],[34],[36].

### 5.2.4 Tallies

Do karty výstupů byla rozbořem možných variant s ohledem na budoucí výpočet reakční rychlosti pro možnost porovnání s měřením aktivačními detektory vybrána pouze Tally F4. Jejím výstupem je průměrná celková hustota toku neutronů ve zvolené buňce podle rovnice 5.8. Získaná hustota toku neutronů  $\phi$  (m<sup>-2</sup>) je směrově nezávislá, neboť se integruje přes všechny směry, i časově nezávislá, neboť se jedná o stacionární analýzu. Dle rovnice je hustota toku neutronů také energeticky nezávislá, neboť je integrována přes všechny energie. Jednotka tally F4 je počet·cm<sup>-2</sup>, ovšem normovaná na jednu simulovanou částici, což znamená, že skutečná hodnota se dostane opravou na celkovou emisi zdroje [33].

$$F4 = \phi = \frac{1}{V} \int \int \int_V \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) dt dE dV \quad (\text{m}^{-2}) \quad (5.8)$$

Častějším požadavkem, a je to i případ prováděného výpočtu, je získání hustoty toku  $\phi(E)$  v definovaných energetických grupách, aby byla zachována informace o tvaru spektra. Pro výpočet bylo vybráno rozložení grup s názvem EPRI-CPM o 69 binech z důvodu dostatečného rozlišení v tepelné oblasti a spíše nižšího celkového počtu binů kvůli udržení nejistoty simulace

v patřičně nízkých hodnotách. Struktura EPRI-CPM 69 je ve světě běžně používaná a stojí za ní organizace EPRI [51] (Electric Power Research Institute). Zápis tally spočívá v jejím označení F4 a uvedení sledovaného typu částic :n. Následuje výčet všech buněk, ve kterých bude analýza probíhat, pomocí jejich identifikátoru. Pro 46 detektorů bylo vytvořeno 46 buněk a MCNP vrátí 46 výsledků s 69 energetickými grupami. Hranice jednotlivých binů jsou definovány za příkazem E0, který označuje přítomnost požadavku na vytvoření energetických grup. Kompletní zápis kódu pro neutronový zdroj je uveden v části „tally card“ v Příloze I [33],[52].

### 5.2.5 Vypočtené hodnoty a jejich zpracování

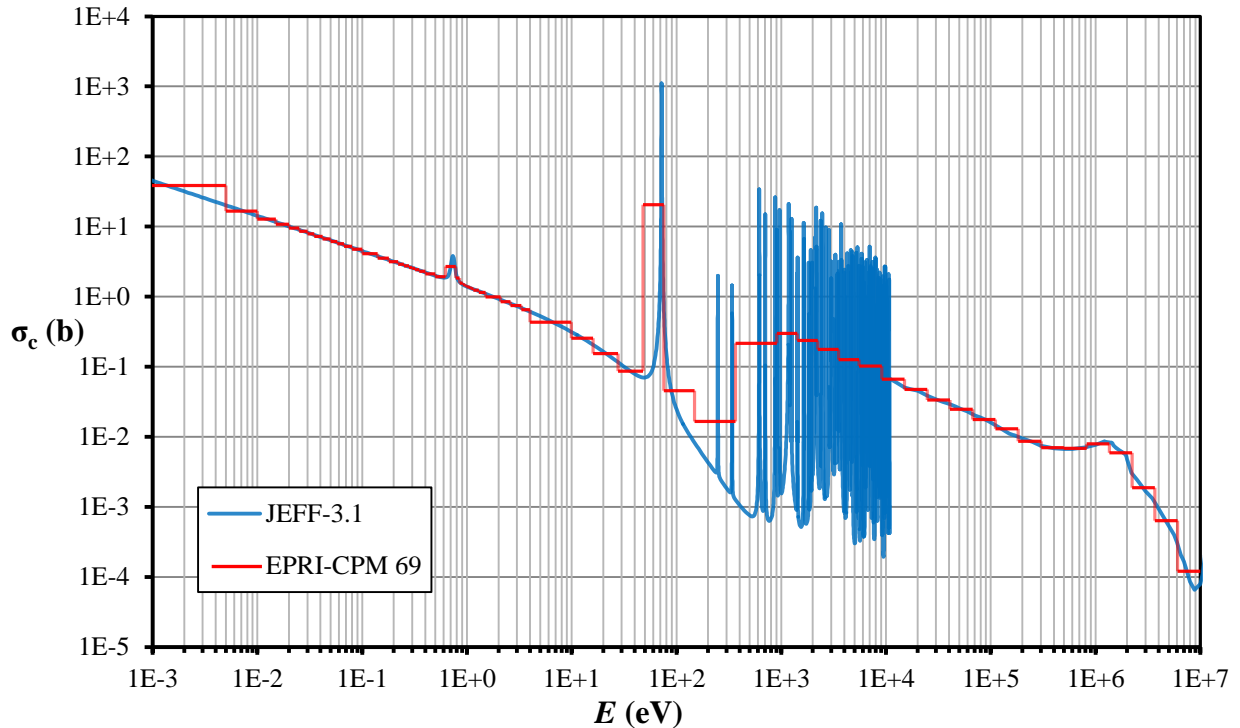
Po sestavení vstupního souboru byl spuštěn výpočet a průběžně bylo sledováno chování počítané veličiny a statistických testů. Z nich nevyplýval žádný problém, neboť veličiny vykazovaly po určité době chování charakteristické pro úspěšný výpočet tak, jak bylo popsáno v kap. 4.3.2. Ve statistickém testu je hodnocena průměrná relativní nejistota, kterou se podařilo stlačit pod 10 % poměrně záhy, avšak nejistoty v některých velmi úzkých energetických grupách v pozicích výrazně vzdálených od zdroje klesaly extrémně pomalu vlivem velmi řídkého statistického souboru dat. MCNP vypisuje, v kolika binech byla desetiprocentní nejistota překročena. Protože po určité době přestal tento počet téměř klesat (pravidlo poklesu s odmocninou z historií), bylo jasné, že nelze délku výpočtu chybám podřít. Výpočet byl ukončen z důvodu nutnosti odstartovat další simulaci při 3 119 783 823 historiích a 304 binech s více než 10% chybou z celkových 3312 binů. Čistá délka výpočtu byla cca 20 dní, z toho prvních 10 procesorem Intel Core i5 4210M na 2,6 GHz a zbylých 10 na Intel Core i5 4690K na 3,7 GHz.

Získané výsledky pro každou buňku/pozici a každý bin byly přepočteny na reálnou situaci vynásobením neutronovou emisí zdroje, tedy  $5,587 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ , čímž byla získána skutečná hustota neutronového toku v rozměru  $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Z definice reakční rychlosti (rovnice 4.21) vyplývá, že k jejímu zisku je nutné integrovat energeticky závislou hustotu toku vynásobenou příslušným účinným průřezem přes všechny energie. Výsledky výpočtu jsou však dány histogramem a proto lze integrování převést na sumaci reakčních rychlostí všech energetických grup podle vztahu:

$$R_R = \int_0^{\infty} \varphi(E) \cdot \sigma(E) dE = \sum_{i=1}^{69} \varphi_i(E) \cdot \sigma_i(E) = \sum_{i=1}^{69} R_i(E) \quad (\text{s}^{-1}) \quad (5.9)$$

kde  $i$  je číslo energetické grupy ve struktuře EPRI-CPM 69. Dosud chybějící veličinou jsou účinné průřezy  $\sigma_i$  ( $\text{m}^2$ ) lanthanu  $^{139}\text{La}$  pro každou z grup. V knihovných jaderných dat jsou účinné průřezy zaznamenány jako bodové spektrum pomocí různého počtu tabelovaných hodnot. Tato data je nutné převést na hodnoty účinných průřezů adekvátních zvolené grupové struktuře, čehož lze dosáhnout přepočtem pomocí programu NJOY [53] pro zpracování jaderných dat. Výsledný průběh účinného průřezu po transformaci [54] do EPRI-CPM 69 a srovnání s původními daty (databáze JEFF-3.1 [6]) je uveden na Obr. 5-2.

Prostým vynásobením hustoty neutronového toku příslušným účinným průřezem se získá dílčí reakční rychlost pro danou energetickou grupu a celková reakční rychlost  $R_R$  ( $\text{s}^{-1}$ ) je pouze jejich součtem. Tento mechanismus výpočtu má v sobě skrytou výhodu v podobě možnosti určení reakční rychlosti pro jakékoli rozmezí energií, což lze jednoduše využít k výpočtu spektrálního indexu. V kap. 4.2.3 bylo uvedeno, že pro výpočet kadmiového poměru  $r_{Cd}$  (-) se využívá měření s kadmiovým filtrem pohlcujícím neutrony s energií pod 0,5 eV. Dílčí reakční rychlosti z výpočtu lze tedy sečíst v intervalu energií od 0,5 eV výše pro získání reakční rychlosti napodobující výpočet s kadmiovým pokrytím  $R_R^{Cd}$  ( $\text{s}^{-1}$ ). Vlastní výpočet proběhne v souladu se vztahem 4.28.



Obr. 5-2: Mikroskopický účinný průřez  $^{139}\text{La}$  v bodovém a grupovém spektru, upraveno dle [6]

Vyčíslení celkové nejistoty pro výpočet reakční rychlosti  $s_R$  ( $\text{s}^{-1}$ ) a relativní nejistoty  $\delta_R$  (%) vychází z nejistoty statistického zpracování každého binu v tally. Tuto nejistotu je dle věty o šíření nejistoty v nepřímých měřeních (5.6) nutné kombinovat s nejistotou určení emise neutronového zdroje, kterou výrobce kvantifikuje na 1,8 %. Problematické je určení nejistoty účinného průřezu  $^{139}\text{La}$ , neboť knihovny jaderných dat tuto informaci většinou neobsahují a u lanthanu tomu není výjimkou. Z tohoto důvodu byla pro každou energetickou grupu vybrána reprezentativní hodnota relativní nejistoty z dokumentu [55]. Hodnoty nejistoty jsou tabelované pro odlišnou grupovou strukturu, proto byly konzervativně vybrány vždy nejvyšší hodnoty připadající na dané energetické rozmezí. Výsledná nejistota reakční rychlosti se vypočte opět podle věty o šíření nejistoty. Stejný princip se uplatní i pro výpočet nejistoty spektrálních indexů.

Určená výsledná nejistota charakterizuje pouze výpočet jako takový a příspěvky nejistot z dalších veličin, které vstupovaly do matematických operací. Do hodnoty nejsou zahrnuty nejistoty vznikající odklonem modelu od reality vlivem zjednodušování. Dále nejsou započteny nejistoty izotopických složení materiálů definovaných v „data card“ a nejistoty účinných průřezů z knihoven. Výsledné reakční rychlosti i s nejistotami pro všechny měřené pozice jsou uvedeny v Tab. 5-8 a vypočtené spektrální indexy v Tab. 5-7. Všechny hodnoty získané z MCNP, hodnoty účinných průřezů, dílčí výpočty, nejistoty a spektrální indexy lze nalézt v elektronické příloze v souboru *SIMULACE – výsledky.xlsx*.

Tab. 5-7: Spektrální indexy ze simulace v MCNP

pozice	1GCd	2GCd	3GCd	4GCd	5GCd	6GCd
$r_{Cd}$ (-)	12,00	13,82	18,15	27,26	29,00	9,45
$s_{RCd}$ ( $\text{s}^{-1}$ )	0,60	0,68	0,89	1,33	1,45	0,55
$\delta_{RCd}$ (%)	4,97	4,96	4,90	4,87	4,98	5,79

Tab. 5-8: Hodnoty reakčních rychlostí získaných simulací v MCNP

pozice	$R_R$ (s <sup>-1</sup> )	$s_R$ (s <sup>-1</sup> )	$\delta_R$ (%)
1A	1,99E-22	2,88E-24	1,45
1B	5,95E-22	8,27E-24	1,39
1C	2,69E-21	3,71E-23	1,38
1D	7,59E-21	1,05E-22	1,38
1E	1,87E-20	2,56E-22	1,37
1F	4,08E-20	5,57E-22	1,36
1G	6,11E-20	8,30E-22	1,36
1H	5,23E-20	7,16E-22	1,37
1I	2,51E-20	3,47E-22	1,38
1J	9,88E-21	1,37E-22	1,39
1K	3,81E-21	5,30E-23	1,39
1GCd	5,09E-21	2,43E-22	4,78

2A	1,99E-22	3,19E-24	1,44
2B	5,93E-22	8,25E-24	1,39
2C	2,55E-21	3,53E-23	1,38
2D	6,92E-21	9,58E-23	1,38
2E	1,62E-20	2,24E-22	1,38
2F	3,42E-20	4,69E-22	1,37
2G	6,11E-20	7,24E-22	1,36
2GCd	3,84E-21	1,83E-22	4,76

3A	1,75E-22	2,55E-24	1,45
3B	4,65E-22	6,51E-24	1,40
3C	2,03E-21	2,83E-23	1,39
3D	5,64E-21	7,86E-23	1,39
3E	1,35E-20	1,88E-22	1,39
3F	2,92E-20	4,02E-22	1,38
3G	4,51E-20	6,19E-22	1,37
3GCd	2,48E-21	1,17E-22	4,71

pozice	$R_R$ (s <sup>-1</sup> )	$s_R$ (s <sup>-1</sup> )	$\delta_R$ (%)
4A	9,03E-23	1,39E-24	1,54
4B	2,39E-22	3,44E-24	1,44
4C	1,09E-21	1,53E-23	1,41
4D	3,15E-21	4,43E-23	1,41
4E	7,72E-21	1,08E-22	1,40
4F	1,63E-20	2,27E-22	1,40
4G	2,38E-20	3,32E-22	1,39
4GCd	8,73E-22	4,07E-23	4,66

5A	2,59E-23	4,87E-25	1,88
5B	5,90E-23	9,52E-25	1,61
5C	2,79E-22	3,99E-24	1,43
5D	7,65E-22	1,08E-23	1,41
5E	1,64E-21	2,30E-23	1,40
5F	2,91E-21	4,07E-23	1,40
5G	3,84E-21	5,37E-23	1,40
5GCd	1,32E-22	6,27E-24	4,76

6A	7,43E-24	2,02E-25	2,72
6B	9,90E-24	2,53E-25	2,56
6C	3,05E-23	5,46E-25	1,79
6D	5,85E-23	8,94E-25	1,53
6E	9,36E-23	1,42E-24	1,52
6F	1,27E-22	1,88E-24	1,48
6G	1,51E-22	2,21E-24	1,40
6GCd	1,59E-23	8,65E-25	5,46

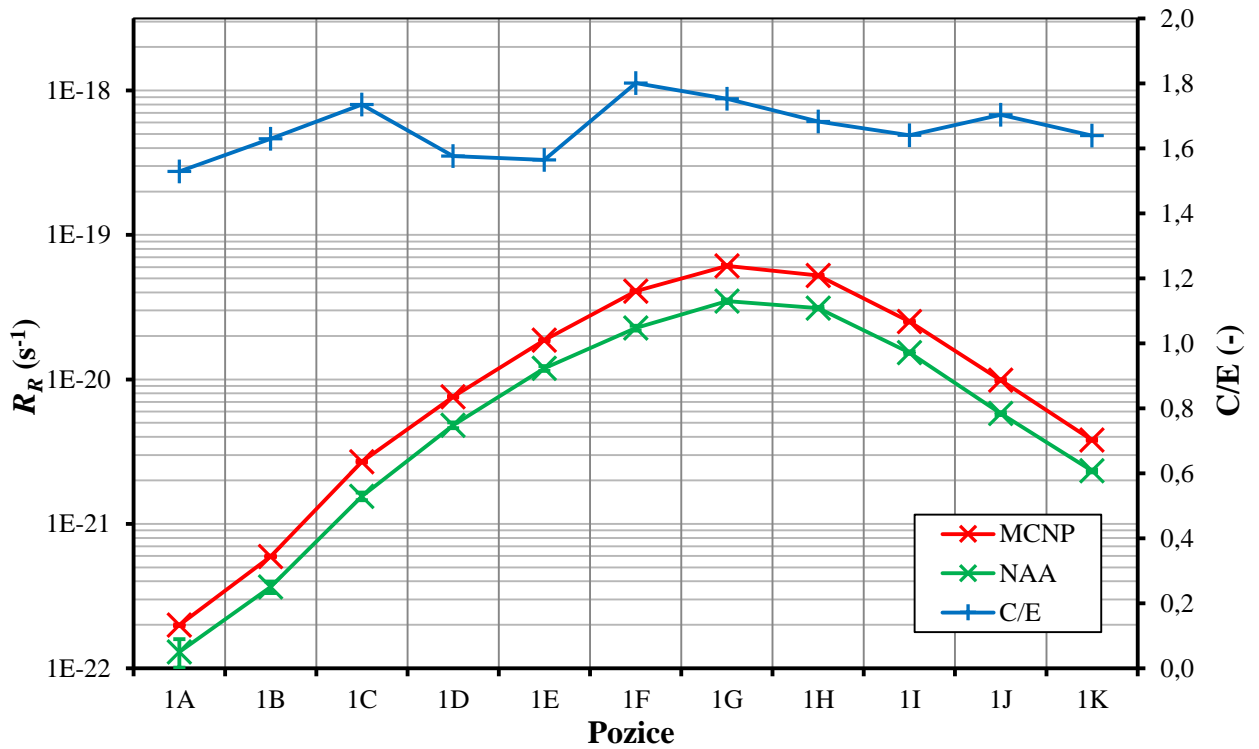
## 6 SHRUTÍ VÝSLEDKŮ ANALÝZY NEUTRONOVÉHO POLE

Obě metody využitě pro analýzu neutronového pole stendu, tedy neutronová aktivační analýza a výpočet v MCNP, byly dosud řešeny odděleně ve dvou paralelních větvích, i když kvůli některým vzájemným vazbám musely být brány ohledy na obě metody současně. Na základě provedené práce, výpočtů a získaných výsledků z obou způsobů analýzy lze prohlásit, že oba přístupy byly doposud úspěšné a splnily svůj účel, neboť pomohly získat dvě nezávislé sady výsledků popisujících tentýž problém dvěma různými způsoby. Vypočtené reakční rychlosti z obou metod slouží jako indikátor intenzity neutronového pole v daném místě.

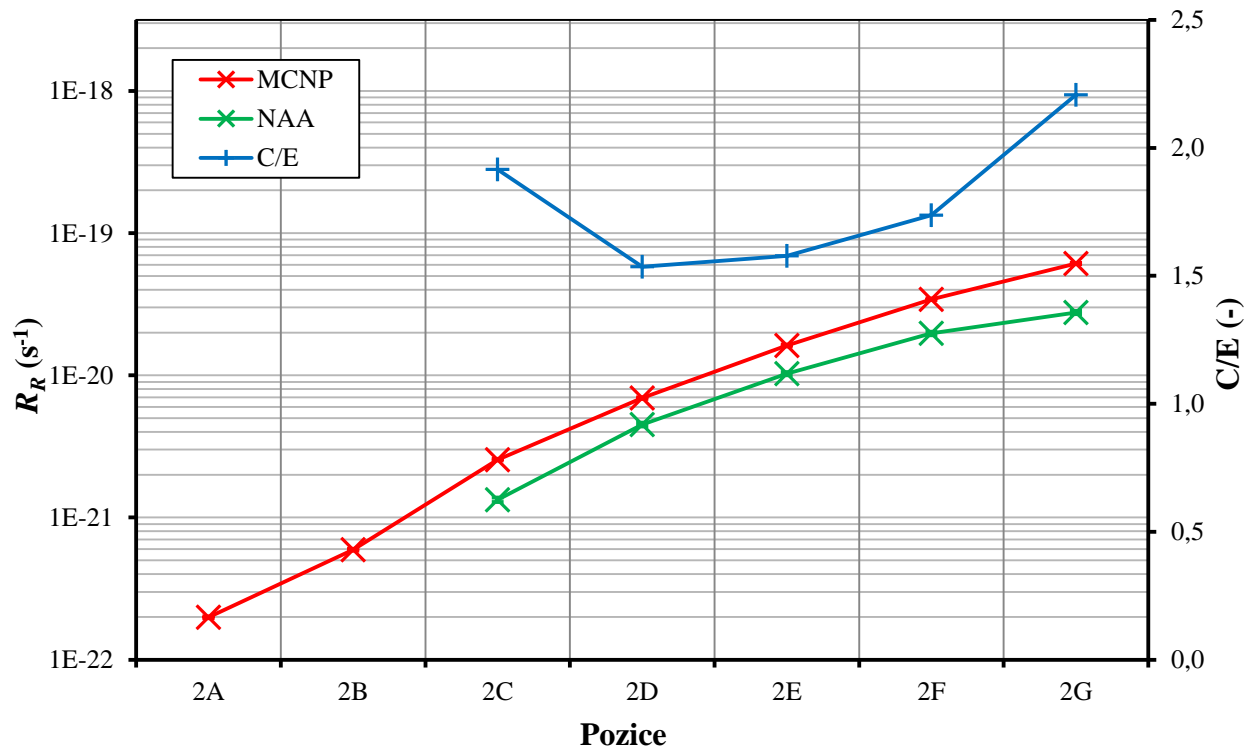
Na začátku kapitoly 4 a 5 byl nastíněn úmysl vzájemného porovnání metod za účelem validace či vyvrácení shody matematického modelu s reálnou situací reprezentovanou aktivační analýzou. Pro toto porovnání byly vybrány referenční body, v práci nazývané též pozice, v nichž proběhlo stanovení veličiny reakční rychlost oběma metodami. Reakční rychlost je klíčem k porovnání obou přístupů a stanovení závěrů. Na následujících stranách je uvedeno grafické srovnání výsledků obou metod. Každý graf obsahuje hodnoty ze simulace a k nim příslušné hodnoty z aktivační analýzy, pokud v dané pozici měření proběhlo. Obě veličiny jsou vyneseny i s jejich nejistotami, i když nejsou kvůli logaritmickému měřítku osy viditelné. Data jsou čerpána z *Tab. 5-5* a *Tab. 5-8*, kde jsou uvedeny i nejistoty. V rámci každé pozice je stanoven i poměr obou veličin C/E (Computation over Experiment), který symbolizuje poměr mezi výpočtem a experimentálně získanou hodnotou a slouží pro rychlé a jasné porovnání obou výsledků.

Porovnáním výsledků z první měřicí šachty nejbližší neutronovému zdroji na *Obr. 6-1* lze zjistit, že výpočet a měření dosáhly velmi dobré shody. Jejich poměr osciluje kolem hodnoty 1,6 s poměrně malým rozptylem. Pro šachtu č. 1 je možné bez obav provést výpočet a přes koeficient C/E ho vztáhnout na reálnou situaci. Malý rozptyl v poměru hodnot znamená i jejich stejný trend v průběhu hodnot přes všechny pozice. V souladu s očekáváním je možné si povšimnout, že nejvyšší hodnota byla získána pro pozici nejbližší zdroji (rovina G), od tohoto bodu klesají hodnoty téměř stejnou rychlostí jak směrem ke spodní podstavě, tak k horní podstavě stendu. Změna nastává až v pozicích A a B, kde je pokles pomalejší. Tento jev lze přisoudit absenci prostředí pro rozptyl a záchyt neutronů kolem pozic, neboť se oba měřené body nachází již mimo stend, pouze ve vzduchu. Zároveň lze vzhledem k souměrnosti vrcholů obou průběhů konstatovat, že po korekci na správnou polohu u naměřených hodnot se detektory skutečně nacházely vzhledem k modelu v MCNP v identické pozici. Výhodou první šachty je její délka a možnost provést měření pod i nad zdrojem, čehož bylo v plné míře využito. Měření v první šachtě jako celek potvrzuje soulad výpočtu s experimentálním měřením.

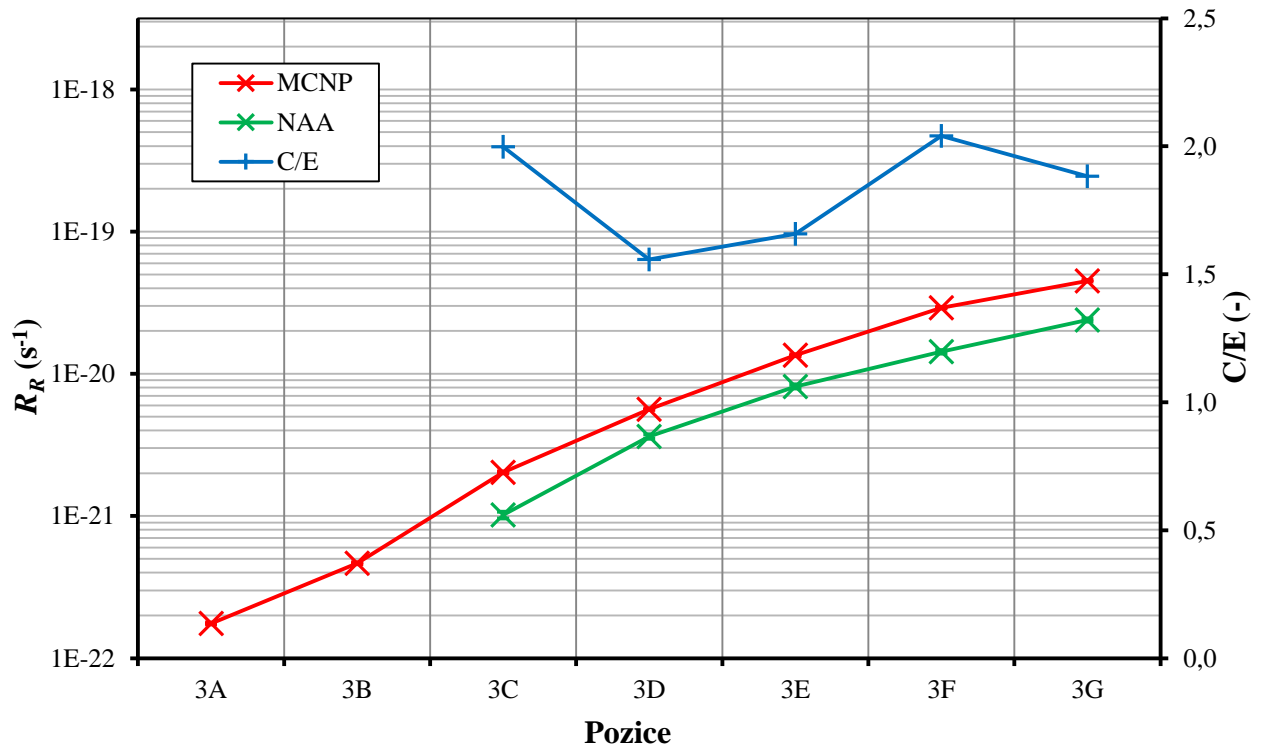
Pokud dojde na porovnání výsledků z druhé šachty (*Obr. 6-2*), lze opět prohlásit, že průběh měření i výpočtu je podobný. Bohužel porovnání je omezeno pouze na pět z celkových sedmi pozic. I to však dává dostatečný přehled o tom, že měření a simulace docházejí k podobným závěrům. Poměr výpočtu a měření je oproti první šachtě již více rozkolísaný, pohybuje se mezi hodnotami 1,5 až 2,2, to lze však považovat za relativně dobrou shodu, zejména s ohledem na trend kopírující první měřicí šachtu. Ve stejném duchu jako předchozí porovnání se nese srovnání výsledků z měřicí šachty č. 3 (*Obr. 6-3*) a č. 4 (*Obr. 6-4*), neboť lze opět pozorovat odchylení výpočtu od měření v rozsahu poměru C/E mezi 1,5 až 2,1 pro třetí šachtu a 1,6 až 2,2 pro čtvrtou šachtu. V páté šachtě (*Obr. 6-5*) dochází k většímu rozkolísání, poměr C/E se drží mezi 1,1 až 1,6, což však znamená lepší shodu měření a výpočtu než ve všech předchozích šachtách. Pro šachtu č. 6 není dostupné porovnání kvůli absenci hodnot z aktivační analýzy.



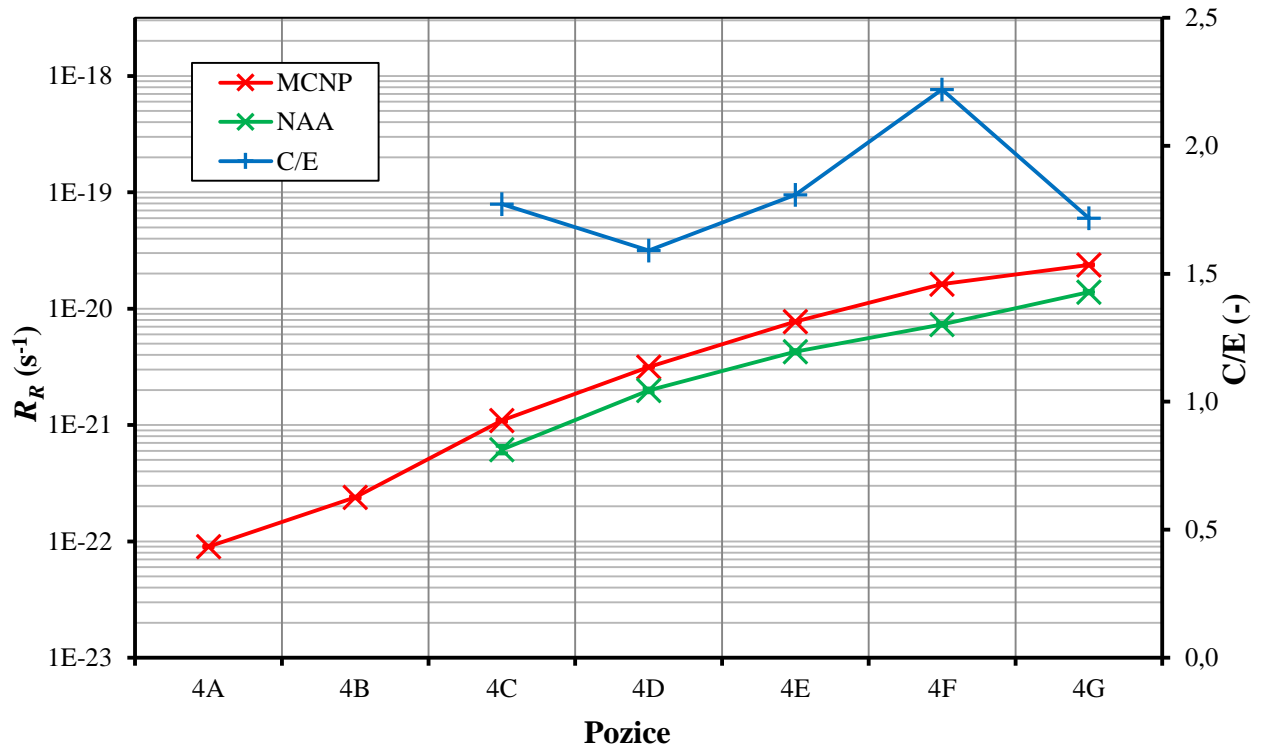
Obr. 6-1: Porovnání výsledků NAA a MCNP v první měřicí šachtě



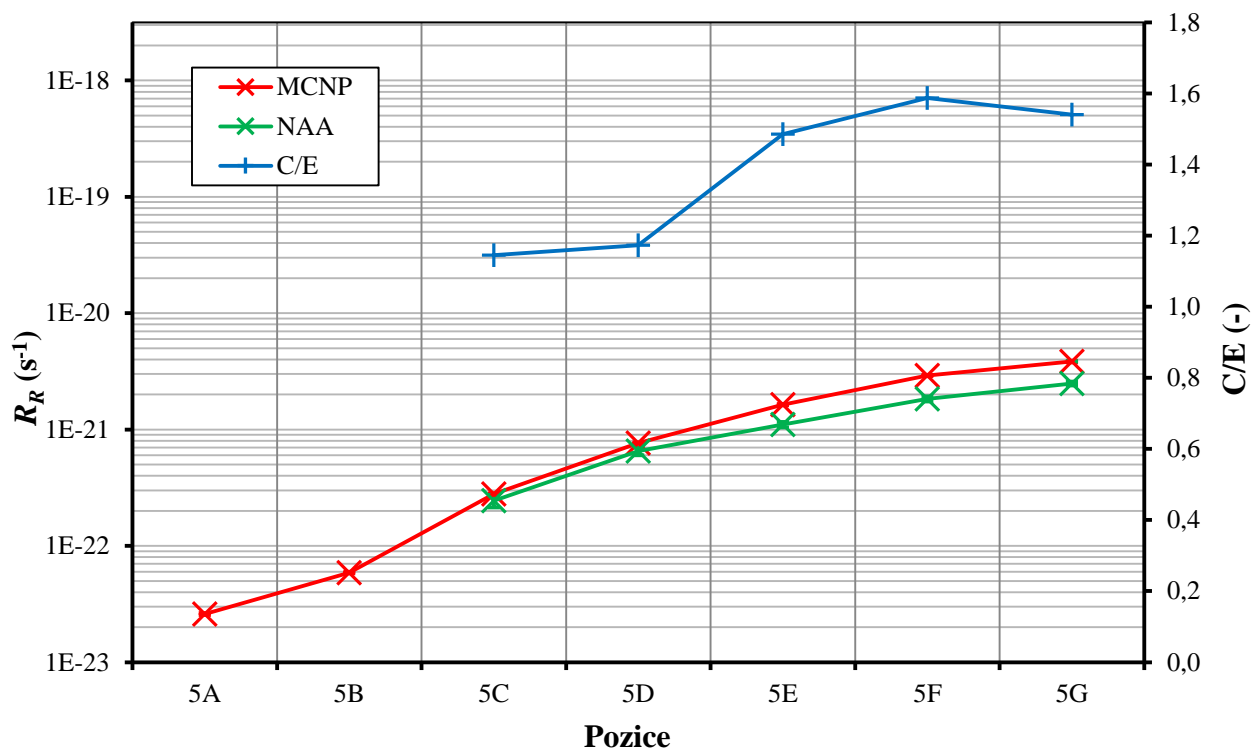
Obr. 6-2: Porovnání výsledků NAA a MCNP ve druhé měřicí šachtě



Obr. 6-3: Porovnání výsledků NAA a MCNP ve třetí měřicí šachtě



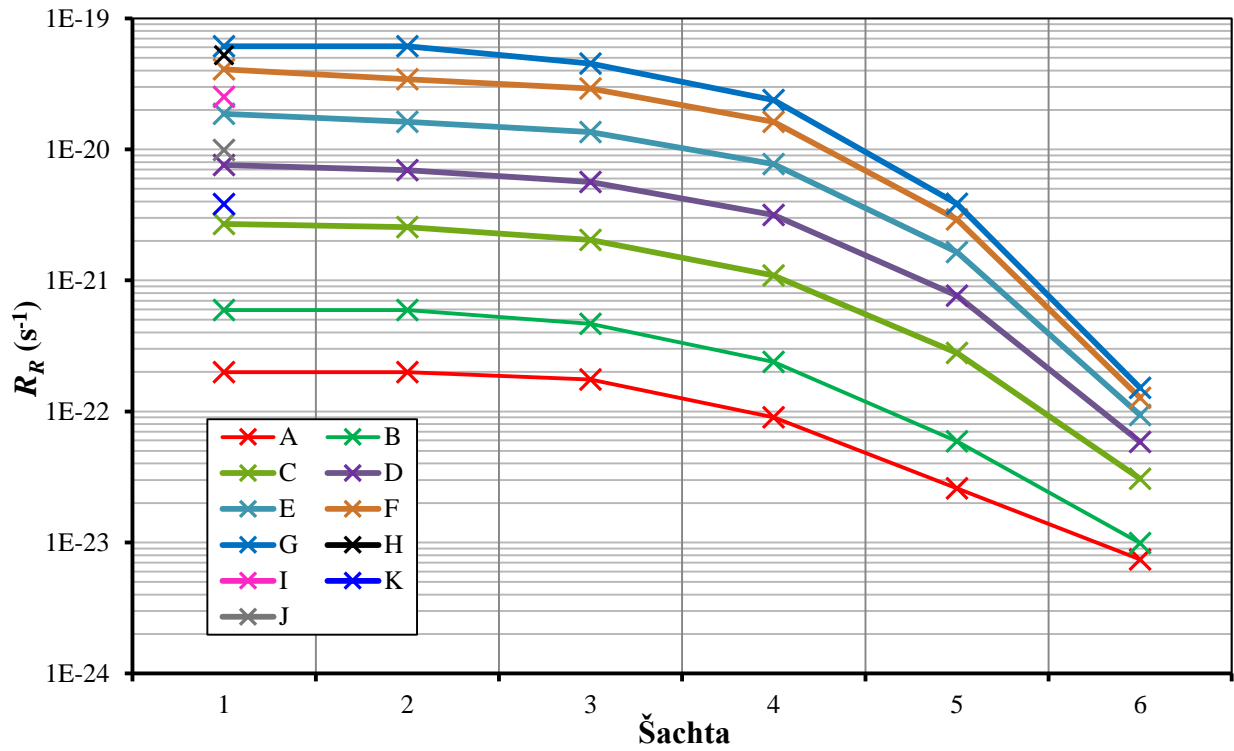
Obr. 6-4: Porovnání výsledků NAA a MCNP ve čtvrté měřicí šachtě



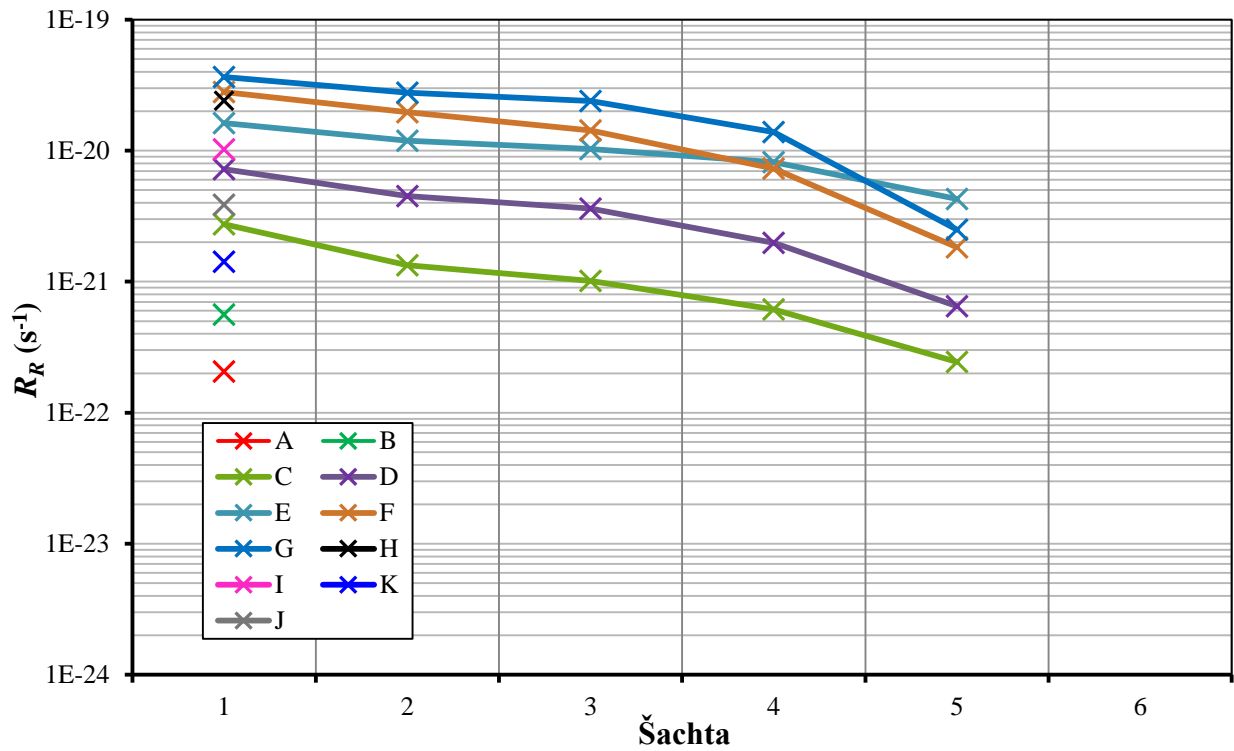
Obr. 6-5: Porovnání výsledků NAA a MCNP v páté měřicí šachtě

Na Obr. 6-6 jsou společně v jednom grafu zobrazeny vývoje vypočtených hodnot reakčních rychlostí v rovinách A až K napříč všemi šesti měřicími šachtami. Z průběhů je pozorovatelné, že nejstrmější pokles nastává v rovině zdroje G. Naopak pokles s nejmenší strmostí je v rovině úplně nejvyšší, v rovině A. Rozdílnou strmost lze vysvětlit geometrickou dráhou neutronu, kdy k největší změně délky dochází, pokud se všechny pozice nachází v přímce zdroje. Roviny H až K jsou zastoupeny jedním bodem, jejich chování nelze kvalifikovat. Obdobný graf je zobrazen na Obr. 6-7, avšak shrnuje naměřené hodnoty. Ačkoli je podstatně řidší, zjištěné hodnoty vykazují stejné chování jako v případě naměřených. Průběhy jsou pouze mírně rozkolísané.

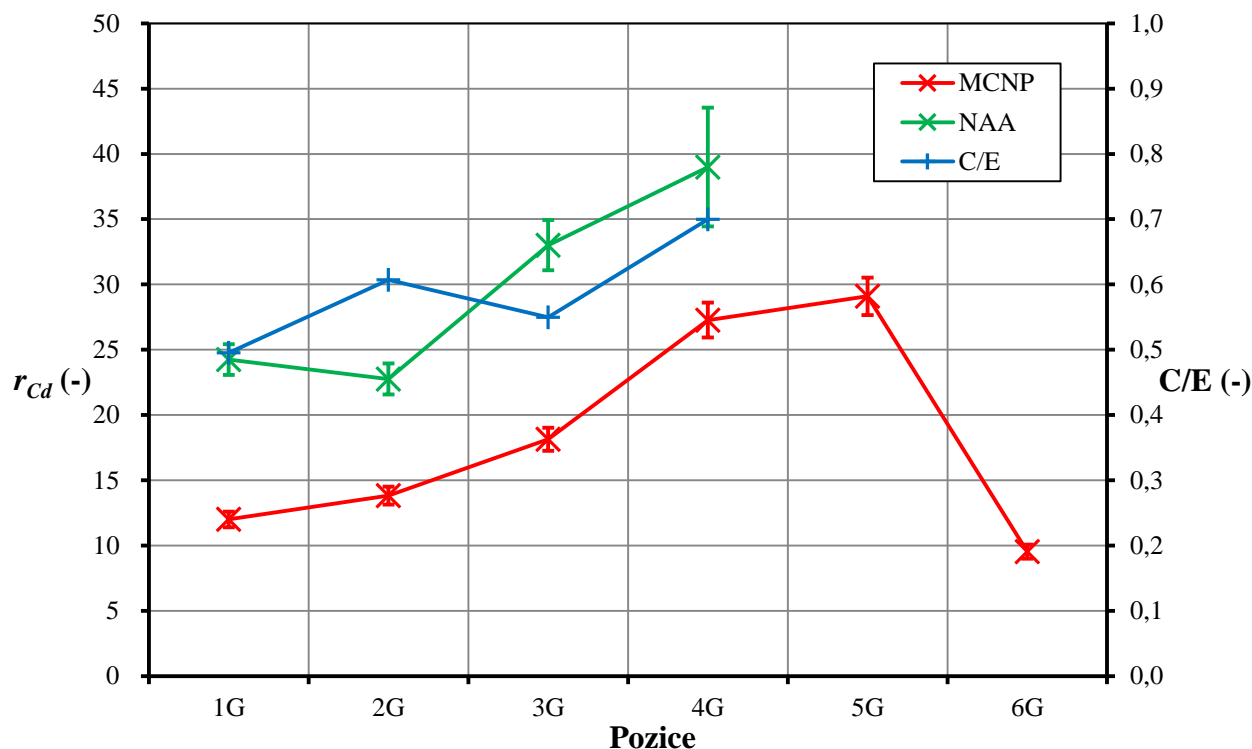
Další veličinou, která byla v rámci výpočtů určena, je kadmiový poměr. Porovnání kadmiového poměru vypočteného z hodnot naměřených a zjištěného z výpočtu je vyjádřeno na Obr. 6-8. Při pohledu na průběh indexu z výpočtu není překvapující, že se vzdáleností od zdroje roste, neboť dochází k rozptylu neutronů zejména na atomech parafínu, který má velmi dobré moderační vlastnosti, a v důsledku tak vzrůstá podíl tepelných neutronů ve spektru, které jsou následně na kadmium absorbovány. Zajímavý je však prudký zvrát v poslední pozici nejdále od zdroje. Tento pokles naznačuje, že dochází k prudkému úbytku tepelných neutronů mezi předposlední a poslední pozicí. Úbytek je způsoben záchytem neutronů na boraxu, který ve stendu plní stínící funkci, jež byla takto ověřena. Ze vzájemného porovnání obou kadmiových poměrů lze konstatovat, že hodnoty získané měřením jsou značně vyšší, a to až dvojnásobně. Tento jev může být teoreticky alespoň zčásti vysvětlen tak, že účinný průřez kadmia pro záchyt je i za kadmiovou hranou v širokém spektru energií ještě značně vysoký, a proto dojde k absorpci spektra širšího. Stejně jako kadmium může působit i  $^{138}\text{La}$  nepatrně obsažený v přírodním lanthanu, jehož účinný průřez pro záchyt je vysoký i za kadmiovou hranou [6]. Dále je možné, že dochází oproti modelu k lepší moderaaci neutronů a tím pádem je ve stejném místě absorbována větší část spektra.



Obr. 6-6: Porovnání vypočtených reakční rychlosti v rovinách A až K



Obr. 6-7: Porovnání naměřených reakční rychlosti v rovinách A až K



Obr. 6-8: Porovnání spektrálního indexu  $r_{Ca}$  získaného měřením a výpočtem v MCNP

Z porovnání všech průběhů hodnot naměřených a vypočtených vyplývá relativně dobrá shoda matematického modelu s výpočtem. Za nejdůležitější lze považovat, že se shodují trendy a tvary všech závislostí, číselná shoda nemusí být neodstranitelnou překážkou. Lze ji řešit buď korekčními faktory určenými jako poměr výpočtu ku experimentu, stejně jako byla uvedena veličina C/E v grafech pro snadnější porovnání, nebo hledáním příčin vzniku vzájemného odchýlení obou přístupů a dalšího zpřesňování modelu. Na druhou stranu nemusí vždy docházet ke vzniku chyby na straně modelu, nepřesnost mohla stejným způsobem vzniknout i při měření neutronovou aktivační analýzou.

Výsledky všech měření a výpočtů jsou pevně svázány s jejich nejistotami, které je doprovází v tabulkách výsledků i v grafech. Tyto nejistoty pramení ze statistického způsobu zpracování dat a nejistot veličin účastnících se výpočtu, neboť dochází k šíření jejich nejistoty. Lze však najít další vlivy a nejistoty plynoucí ze zjednodušení a zanedbání, které nemusí být možné jednoduchým způsobem vyčíslit, ale je nutné je mít při interpretaci výsledku stále na paměti.

V případě aktivační analýzy došlo k několika vědomým zanedbáním a další lze dodatečně identifikovat. Při účinnosti kalibraci detektoru byla uvažována pouze kalibrace bodovým zdrojem, tak jak bylo již uvedeno. Zkumavka s lanthanem by však za bodový zdroj považována být neměla. Ovlivnění výsledku při zanedbání objemu zářiče na HPGe detektoru znamená snížení vypočtené reakční rychlosti, a to z toho důvodu, že skutečná efektivita detekce objemového zářiče je nižší. Podstata poklesu efektivity pro objemový zdroj spočívá v menší pravděpodobnosti, že foton vylétne ve směru aktivního objemu detektoru, neboť se vzdáleností od detektoru se zmenšuje prostorový úhel, který je vytyčen detektorem a místem emise fotonu.

Pro základní vyjádření možné odchylky účinnosti objemového zářiče od zářiče bodového poslouží jednoduchá modelová situace. Pokud aktivovaný vzorek výšky  $h$  zanedbatelného průměru stojí souose na detektoru o poloměru krystalu  $R$ , bude poměr prostorových úhlů dvou krajních bodů vzorku dle vzorce pro výpočet prostorového úhlu kulového vrchlíku dán vztahem 6.1, přičemž  $\Omega_h$  (sr) je prostorový úhel ve výšce  $h$  a  $\Omega_0$  (sr) prostorový úhel přímo na detektoru, který lze přisoudit také bodovému zářiči. Úhly  $\alpha$  jsou polovinou vrcholového úhlu kuželu, jež prostorový úhel vytýká. V případě poloměru krystalu  $R = 25$  mm a výšky vzorku  $h = 25$  mm bude pro nejvyšší bod  $\alpha_h = 45^\circ$  a pro nejnižší bod  $\alpha_0 = 90^\circ$  a poměr nabude hodnoty 0,293. To znamená, že účinnost detekce ve vrcholovém bodě vzorku bude v tomto případě více než třikrát nižší než u bodového zářiče, přičemž se vzdáleností od krystalu účinnost dále klesá [21],[23].

$$\frac{\Omega_h}{\Omega_0} = \frac{4\pi \sin^2(\alpha_h / 2)}{4\pi \sin^2(\alpha_0 / 2)} \quad (-) \quad (6.1)$$

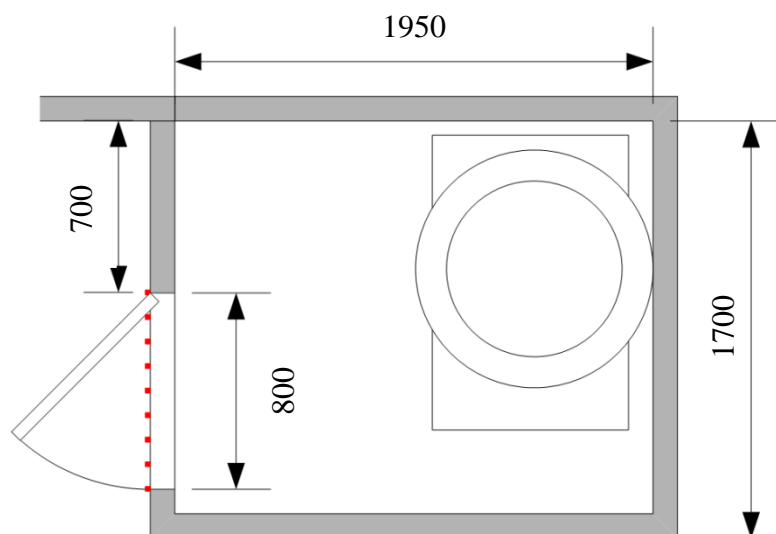
Další korekce v gama spektrometrii může spočívat v narovnání pravděpodobnosti interakce fotonu procházejícího aktivním objemem, neboť pokud foton dopadne pod ostrým úhlem na kraj detektoru, urazí v aktivním objemu pouze krátkou dráhu a opět vylétne, aniž by došlo k jeho detekci. Pro objemové vzorky je také vhodné uvažovat korekci na samostínění, neboť pokud je foton emitován uvnitř vzorku, může být při průletu směrem k detektoru absorbován, aniž by vzorek opustil. Zeslabení gama záření závisí na energii, protože je funkcí lineárního součinitele zeslabení. Vzhledem k tomu, že se prováděla detekce čtyř peaků v poměrně širokém rozmezí od 329 keV do 1596 keV, vzájemné poměry intenzit po průchodu vzorkem již nemohly odpovídat stavu ihned po emisi. Oba jevy ještě více snižují skutečnou účinnost detekce a tím pádem dochází opět k naměření nižších hodnot reakční rychlosti. Popsané vlivy mohou mít zásadní podíl na skutečnosti, že aktivační analýzou byly ve všech měřeních stanoveny hodnoty nižší než výpočtem, zejména s ohledem na modelový příklad, kdy se odchylka pohybuje v desítkách procent [22].

Nejistoty nedosažitelné do výpočtu týkající se aktivačního měření zahrnovaly zejména nepřesnosti výroby držáků a následné polohové odchylky aktivačního detektoru ve stendu od ideální pozice a vůbec přítomnost držáků detektorů při měření ve stendu, neboť jejich vliv byl pro model zanedbán. Lze zmínit i již v souvislosti s kadmiovým poměrem uvedený záchyt neutronů na izotopu  $^{138}\text{La}$ . Preciznost matematického modelu byla určena hlavně shodou dokumentace stendu a skutečného stavu, dále mírným geometrickým zjednodušením a zanedbáním vlivu okolí, jako jsou stěny sledovaného pásma a předměty v něm umístěné.

## 7 ANALÝZA POLE GAMA ZÁŘENÍ

Analýza pole tvořeného gama zářením byla provedena výpočetním způsobem v MCNP. Již vytvořený a předchozím výpočtem ověřený model pro transport neutronů byl upraven pro simulaci transportu fotonů a znovu použit. Důvodem analýzy gama záření je ryze praktická motivace, a to zjištění, zda nedochází k překračování radiačních limitů na hranici sledovaného pásma v jaderné laboratoři. Sledovaným pásmem (SP) se rozumí stavebně oddělený celek v jednom z rohů místnosti sloužící k trvalému uložení neutronového zdroje a k provádění experimentů s tímto zdrojem. Od vlastní místnosti laboratoře ho dělí dvě stěny, z nichž v jedné jsou dveře zasazené ve dveřním otvoru o rozměrech  $80 \times 200$  cm. Ve vzniklém prostoru je v rohu naproti dveřím uložen stend „Svíčka“, jehož analýzou se práce zabývá. Schematický náčrt půdorysu je uveden na *Obr. 7-1*. Fotografie stavebního provedení sledovaného pásma (*Obr. J-1*) a v něm uloženého stendu (*Obr. J-2*) jsou obsahem *Přílohy J*.

Za nejproblematictější lze z hlediska stínění a radiační ochrany považovat dveře, neboť jsou pohyblivé a při otevření bariéra, kterou dosud tvořily, mizí. I při zavřených dveřích se ve stávajícím provedení jedná o nejrizikovější místo, a proto byla oblast dveřního otvoru vybrána jako reprezentativní k provedení analýzy záření gama. Model respektuje dispozici sledovaného prostoru veškerými svými rozměry. Pro získání informací o rozložení pole v celém otvoru byly rozmístěny imaginární detekční objemy o velikosti  $2 \times 2 \times 2$  cm na vnější hranu sledovaného pásma s horizontálním rozestupem 10 cm a vertikálním rozestupem 15 cm. Celá oblast je tak charakterizována 126 detektory. Poloha detektorů je červeně vyznačena na *Obr. 7-1*.



*Obr. 7-1: Náčrt situace ve sledovaném prostoru*

První úpravou vstupního souboru oproti již využitě podobě bylo geometrické modelování nových detektorů. Další podstatnou úpravou bylo odebrání lanthanových detektorů, přičemž do stendu nebyly vloženy zátky měřicích pozic. Bylo tak dosaženo nejméně příznivého stavu v souladu s konzervativním přístupem. Do objemu každého z detektorů byl umístěn nový materiál o hustotě  $1 \text{ g/cm}^3$  a názvu „Tissue, Soft“ se složením definovaným dle [50] a úmyslem napodobit měkkou lidskou tkáň tak, aby absorbovaná energie v detektoru odpovídala přítomnosti člověka na tomto místě. S úpravou materiálů souvisí i změna knihovny účinných průřezů. V případě, kdy do výpočtů vstupuje jenom transport fotonů, se definuje pouze složení na úrovni prvků a využívá se knihovna MCPLIB. MCNP verze 6 je distribuováno s touto knihovnou označenou jako

MCPLIB84, proto přípona knihovny ve vstupním souboru zní `.84p`. Za předpokladu, že se jedná o kombinovaný výpočet fotonů i neutronů, provádí se materiálová definice dle zásad pro transport neutronů a na závěr oblasti kódu pro každý jednotlivý materiál se přidá informace o fotonové knihovně ve tvaru `plib=84p` [33],[36].

Poslední oblast kódu, kterou bylo nutno změnit, je definice zdroje. Nejdříve je nutné poznamenat, že záření ve vybraném místě sledovaného pásma má několik různých původů, a proto si simulace žádá mírně odlišný a komplikovanější přístup. V časovém horizontu charakterizujícím průběh vzniku jednoho neutronu v neutronovém zdroji dochází nejdříve k přeměně jádra  $^{241}\text{Am}$  za emise alfa částice podle rovnice 5.7. Tato přeměna je doprovázená emisí fotonů různých energií s rozdílnou intenzitou [43]. Četnost přeměn, tím pádem četnost vzniku fotonů, je dána aktivitou primárního radionuklidu. Lze pro zjednodušení předpokládat, že obě hodnoty jsou si rovny a nadále bude kalkulováno s hodnotou emise  $92,286 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ .

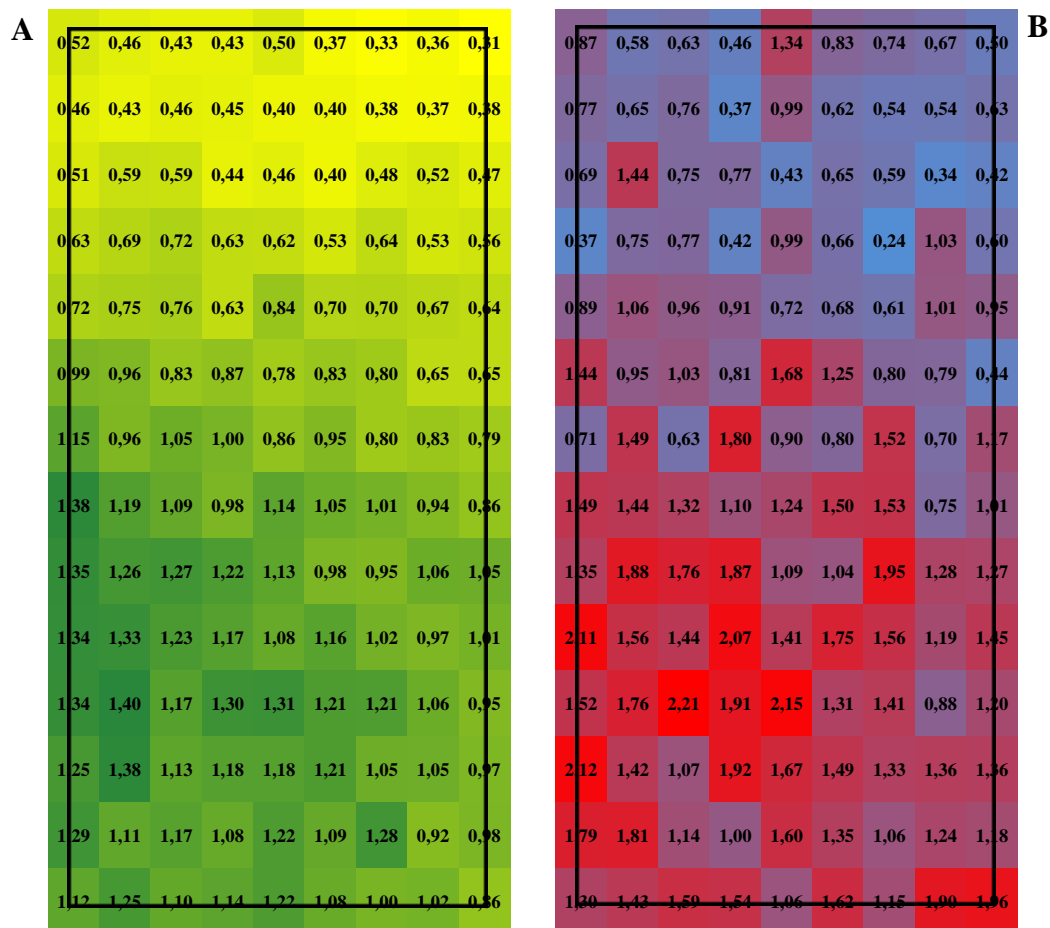
K další emisi fotonu dochází při úspěšné absorpci alfa částice na jádře  $^9\text{Be}$  podle rovnice 2.13. Vznik neutronu a jádra uhlíku  $^{12}\text{C}$  je doprovázen monoenergetickým zářením gama o energii 4,438 MeV (databáze EXFOR [6]), jež je charakteristickým rysem AmBe neutronového zdroje. Opět je pro výpočet přijato zjednodušení, že na každý neutron vzniká jedno gama kvantum, a proto je četnost jevu totožná k emisi zdroje, tedy  $5,587 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ . Posledním jevem přispívajícím do celkové bilance je záření vznikající vlivem rozptylu neutronů při jejich pohybu stědem a celým hmotným prostorem. [56].

Z popsaných tří mechanismů vzniku gama záření je zřejmé, že studovaný problém bylo třeba rozdělit do dvou větví, a tedy provést celkem dva separátní výpočty. První dva způsoby vzniku fotonů přímo ve zdroji lze popsat bez nutnosti zavádění transportu neutronů do simulace a lze je řešit společně v rámci jednoho výpočtu, třetí jev je důsledkem pohybu neutronů, proto musí proběhnout současně s neutronovým výpočtem. Z tohoto důvodu mohl být určen také příspěvek neutronů ze zdroje do celkové absorbované energie na detektoru. Pro oba zdroje fotonů byly vytvořeny dva separátní vstupní soubory s rozdílnou kartou zdroje. Naopak karta tally byla v obou případech identická. Požadavkem na výpočet bylo zjistit celkovou absorbovanou energii v každém z detektorů pro oba druhy částic, čehož se dá docílit použitím tally F6, jež je přesně pro tento typ výpočtu určena. Jednotkou tally F6 je MeV/g na jednu simulovanou částici, výsledek je tedy vždy nutné korigovat na skutečnou aktivitu zdroje pomocí zmíněných emisních četností. Oba vstupní soubory jsou obsahem elektronické přílohy pod názvy *foton\_zdroj.txt* a *foton\_rozptyl.txt* [33],[36].

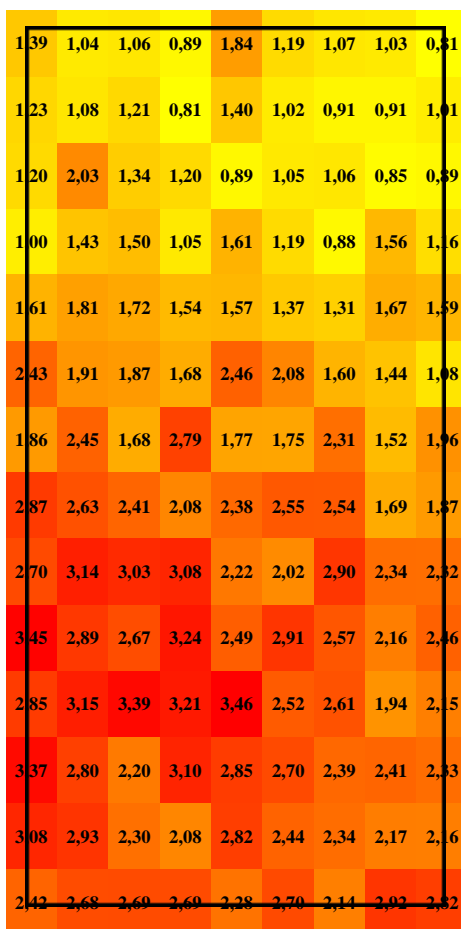
Výpočet příspěvku fotonů vznikajících přímo ve zdroji probíhal do dosažení 670 878 878 012 historií gama kvant, což odpovídá zhruba 20 dnům čistého času výpočtu procesorem Intel Core i5 4690K na 3,7 GHz. Dosažená přesnost výsledku v jednotlivých bincích se pohybuje kolem 12 %. Výpočet příspěvku fotonů z rozptylu a příspěvku neutronů probíhal do dosažení 118 328 910 historií neutronů, což odpovídalo zhruba 1 dnu při výpočtu nejdříve procesorem Intel Core i5 4210M na 2,6 GHz a posléze 2 dnům na silnějším 4690K. Dosažení kratší doby výpočtu ve druhém případě bylo možné díky rychlejší konvergenci výsledků. Ve výpočtu příspěvku neutronů a fotonů ze zdroje však nebyl splněn statistický test na strmost poklesu funkce pravděpodobnosti SLOPE, což znamená, že výpočet by měl pokračovat, neboť nebylo dosaženo dostatečných statistických souborů, ačkoli hodnota relativní chyby klesla na přijatelnou hodnotu. S ohledem na výpočetní čas a dostupný hardware jsou však oba výsledky považovány za validní.

Hodnoty absorbované energie od neutronů i fotonů ve všech energetických binech z MCNP je nutné korigovat dle příslušné aktivity a převést na vhodné jednotky. Vzhledem k tomu, že limit pro sledované pásmo je dle vyhlášky SÚJB stanoven na 6 mSv/rok [57], provede se přepočít taktéž na celkovou ekvivalentní dávku v mSv/rok. Přepočít zahrnuje vynásobení emisí zdroje, převod elektronvoltů na jouly a dle druhu částice se provede také vynásobení radiačním váhovým faktorem, který je pro fotony roven 1 [57]. Pro neutrony byla zvolena maximální hodnota 20 [57] platná pro neznámé spektrum v souladu s konzervativním přístupem. Časová korekce zahrnuje pouze maximální možnou pracovní dobu pracovníka laboratoře, kterou lze určit jako nejvyšší počet pracovních dnů v roce (253) vynásobený počtem pracovních hodin dne (8). Opět v souladu s konzervativním přístupem je vhodné připočítat 150 hodin za kalendářní rok jako nejvyšší povolenou dobu práce přesčas. V úhrnu je tedy rok tvořen 2174 hodinami. Nejistoty se vypočtou dle věty o šíření nejistot, uvažuje se statistická nejistota z MCNP a nejistota emise zdroje.

Získané výsledky jsou průměrem platným pro objem detektoru. K pokrytí celé sledované oblasti lze díky hustotě detektorů oblast rozdělit do obdélníkové sítě a výsledek příslušného detektoru vztáhnout na celé jedno pole v této síti. Grafické zobrazení rozložení ekvivalentní dávky zvlášť od fotonů a neutronů je uvedeno na *Obr. 7-2*. Jednotkou všech hodnot v obrázcích je vždy mSv/rok. Černý obdélník v síti symbolizuje dveřní otvor ve stěně SP. Za reprezentativní hodnotu popisující ekvivalentní dávku srovnávanou se zákonným limitem byla vybrána nejvyšší hodnota vyskytující se v síti celkové dávky. Všechny hodnoty získané simulací i následné zpracování včetně příslušných nejistot jsou uvedeny v elektronické příloze v souboru *EKVDAVKA - výsledky.txt*.



Obr. 7-2: Rozložení ekvivalentní dávky ve vstupu do SP od fotonů (A) a neutronů (B)



Obr. 7-3: Rozložení celkové ekvivalentní dávky ve vstupu do SP

Z grafických vyobrazení rozložení ekvivalentní dávky vyplývá, že fotony pronikají ze stendu do okolního prostoru víceméně rovnoměrně a se vzdáleností intenzita pole reprezentovaná ekvivalentní dávkou klesá. Děje se tak ve směru zleva doprava i od pomyslné horizontální osy, kterou lze určit ve výšce cca 60 cm, což souvisí s polohou zdroje ve výšce 50 cm nad podlahou. Maximální hodnota ekvivalentní dávky 1,397 mSv/rok s nejistotou 6,3 % je přítomna na levém okraji dveřního otvoru, ve výšce 105 cm nad podlahou, přímo naproti šachtě zdroje ve stendu.

V případě rozložení ekvivalentní dávky, která má původ v absorpci energie neutronů, nelze činit tak jednoznačné závěry jako u fotonů, neboť její rozložení je více rozkolísané. Stále lze ovšem dobře vysledovat trend poklesu z levé strany směrem doprava a od úrovně kolem 45 cm nad podlahou směrem nahoru i dolů, i když existuje větší počet polí, které trend nesplňují. Maximální hodnota ekvivalentní dávky od neutronů je 2,214 mSv/rok s nejistotou 17,8 % a lze ji detekovat 45 cm nad podlahou téměř uprostřed vchodu do SP.

Součtové pole fotonů i neutronů odráží jednotlivé závislosti obou dílčích polí, a tak je možné taktéž pozorovat jeho slábnutí směrem zleva doprava a směrem od úrovně cca 45 cm nahoru i dolů. Neutrony mají celkově asi dvojnásobnou váhu oproti fotonům, výsledné pole tedy více kopíruje rozložení pole neutronového. Maximální ekvivalentní dávka v součtovém poli je 3,462 mSv/hod s nejistotou 11,8 % v místě 45 cm nad podlahou uprostřed dveří. Tato hodnota dosahuje zhruba dvou třetin povoleného limitu 6 mSv/rok, lze tedy konstatovat, že sledované pásmo a umístění zdroje je navrženo správným a funkčním způsobem. Přesto autor doporučuje provést experimentální ověření závěru praktickou zkouškou, a to i kvůli validaci modelu.

## 8 ZÁVĚR

Diplomová práce ve své počáteční části shrnuje teoretické poznatky o různých druzích neutronových zářičů, jmenovitě reaktorech, zdrojích s urychlovači částic a důraz klade na radionuklidové zdroje, u nichž diskutuje jejich spektra, izotopové složení, výhody i nevýhody použití a jejich konstrukční provedení. Zvýšená pozornost je věnována vlastnostem a popisu laboratorního neutronového zdroje a celého měřicího stendu „Svíčka“, neboť tyto informace jsou klíčové pro další použití v praktické části. Z tohoto důvodu je přiložena i detailní výkresová dokumentace jak zdroje, tak stendu.

Zbytek rešeršní části práce je věnován rozsáhlému pojednání o možnostech analýzy neutronového pole. Možnosti zahrnují buď využití detektorů, a tedy provedení měření, nebo vytvoření matematického modelu a následného výpočtu. Z detektorů se pro zamýšlený účel nejvíce hodí pasivní detektory, neboli metoda neutronové aktivační analýzy. Z toho důvodu byla detailně teoreticky popsána její metodika včetně odvození důležitých vztahů a veličin užívaných pro výpočet, jako je reakční rychlost a spektrální index. Klíčovou veličinou je reakční rychlost, která posloužila pro popis intenzity neutronového pole i pro vzájemné porovnání s druhou využitou metodou, stochastickým výpočtem v kódu MCNP.

Transportní kód MCNP byl nejprve popsán v kontextu všech metod zahrnujících komplexní výpočet z Boltzmannovy transportní rovnice. Následně byla naznačena běžně přijímaná zjednodušení transportní rovnice a důvod rozdělení výpočtových metod na metody deterministické a stochastické. Vzhledem k použití kódu MCNP pro simulaci byl pečlivě popsán algoritmus sestavování modelu do vstupního souboru a způsob vyhodnocování výsledků deseti interními statistickými testy. Vzhledem uvedenému rozsahu informací a šířce pokryté problematiky lze říci, že teoretická část práce splnila kladená očekávání, neboť detailně popisuje druhy neutronových zdrojů a dává přehledný návod k metodám analýzy neutronového toku.

Dále text práce pokračuje praktickou částí. Analýza neutronového pole proběhla současně dvěma způsoby. Ačkoli jsou obě metody na sobě nezávislé, kvůli nutnosti udržování souladu mezi měřeními a výpočetním modelem nebylo možné řešit jednu metodu bez druhé. Pro aktivační analýzu byly vybrány detektory z přírodního oxidu lanthanitého plněného do zkumavek. Pro zkumavky byly vyrobeny držáky do všech měřicích pozic stendu a teprve poté započala aktivace. Po aktivaci se vzorky měřily na gama spektrometru, konkrétně HPGe detektoru. Analýzou nabraného spektra a dodatečnými výpočty byly určeny reakční rychlosti včetně příslušných nejistot reprezentující intenzitu neutronového pole v dané pozici. Opakovaným měřením s kadmiovým pokrytím byl vypočten spektrální index charakterizující energetické rozdělení neutronů. Bohužel vzhledem k extrémní časové náročnosti měření slabě aktivovaných vzorků na HPGe detektoru nedošlo k vyhodnocení všech pozic, nicméně potřebné informace byly měřeními i tak získány.

Simulace v MCNP zahrnovala vytvoření kompletního geometrického modelu v souladu s měřeními tak, aby bylo dosaženo co nejmenších odchylek. Tento proces znamenal sestavení vstupního souboru s definicí geometrie, materiálů, zdroje záření a detektoru počítané veličiny. Následoval několikadenní výpočet hodnoty předem definované ve vstupním souboru. Po ukončení výpočtu bylo nutné získané hodnoty převést na reakční rychlosti pro možnost porovnání s aktivační analýzou. Jednoduchou úpravou bylo možné vypočítat i spektrální indexy. Opět byly určeny nejistoty všech veličin.

Ze všech vynesných průběhů, ať už simulovaných, nebo naměřených, vyplývá, že reakční rychlost klesá se vzdáleností od zdroje, což koresponduje s rozptylem a záchytem neutronů na parafínové výplni stendu a s rozptylem do prostoru. Lze pozorovat, že v rovinách A a B dochází ke zmírnění tohoto poklesu, což je dáno absencí prostředí pro záchyt, neboť pozice se nachází ve vzduchu již poměrně daleko od stendu. V souladu s očekáváním narůstá se vzdáleností od zdroje také kadmiový poměr, neboť se zvyšuje podíl tepelných neutronů ve spektru díky moderaci na parafínu. Zlom v trendu nastává v poslední pozici, která je umístěna za boraxovým a stíněním a proto dochází k záchytu podstatné části tepelného spektra a kadmiový poměr opět klesá.

Přímým porovnáním reakčních rychlostí ze všech pozic mezi aktivačním měřením a výpočtem z MCNP bylo zjištěno, že naměřené reakční rychlosti jsou vždy menší, a to přibližně 1,5 až 2,2 krát. Jako původce odchylky byla identifikována nedostatečná účinnostní kalibrace HPGe detektoru, při které byla zanedbána korekce na nebodovost zářiče. Dále lze výsledek zpřesnit opravou na pravděpodobnost detekce fotonu při dopadu na krystal pod různými úhly a korekcí na samostínění. V minimální míře mohl výsledek ovlivnit i  $^{138}\text{La}$ , na němž probíhá záchyt, avšak jeho přítomnost v přírodním lanthanu je téměř zanedbatelná. Nejistoty, které nelze jednoduše vyčíslit, ale přesto je nutné na ně dbát při interpretaci výsledků, jsou např. nepřesnosti výroby částí stendu – např. držáků zkumavek a jejich umístění do měřicí šachty. Preciznost modelu je ovlivněna zejména shodou reálného stendu s jeho dokumentací a provedenými zjednodušeními.

Ačkoli se hodnoty získané výpočtem a simulací odlišují, jejich průběh a tvary závislostí jsou velmi podobné. Tvzení dobře ilustruje *Obr. 6-1*, na kterém jsou znázorněny výsledky z první pozice. To značí, že výpočet i simulace jsou ve skutečnosti v dobré shodě, pouze je nezbytné správně identifikovat původce zanášené chyby a tuto chybu odstranit. Chyba může být jak v modelu, tak v metodice aktivační analýzy, avšak vzhledem k uvedenému se jako pravděpodobnější jeví její původ v aktivační analýze.

Z analýzy pole gama záření provedené za účelem stanovení ekvivalentní dávky na hranici sledovaného pásma laboratoře kvůli porovnání se zákonnými limity vyplývá, že tyto limity dle výpočtu překračovány nejsou, neboť maximální vypočtená ekvivalentní dávka má hodnotu 3,462 mSv/rok s nejistotou 11,8 %. Je však doporučeno provést ověření přímým měřením.

Pro všechny budoucí experimenty zabývající se analýzou neutronového pole využitím aktivační analýzy lze doporučit, aby byla věnována zvýšená pozornost gama spektrometrii, neboť na tomto článku velmi silně záleží celkový výsledek a zanedbání byť jediného opravného koeficientu se významně podílí na celkové přesnosti. Zvláště klíčovým se jeví zavedení korekce na nebodovost vzorku. Zkreslení vlivem absence korekčních koeficientů nemusí být problémem, pokud je měření koncipováno jako orientační či za účelem zjištění průběhu nebo relativních porovnání. Dále lze doporučit volbu detektorů s co nejvyšším účinným průřezem, aby i ve slabém poli bylo dosaženo použitelných úrovní nasycených aktivit a realizovatelných časů nabírání spektra na detektoru. V oblasti tvoření kódu pro MCNP je důležité dodržovat soulad s reálným stavem (geometrie, experimentu) a v případě simulace jevů s nízkou pravděpodobností si vyhradit dostatečný výpočetní čas a výkon pro značně prodloužený výpočet.

Cíle vytyčené pro praktickou část diplomové práce lze považovat za splněné, neboť byl proveden popis neutronového pole ve vybraných pozicích z hlediska intenzity pomocí reakčních rychlostí i z hlediska energetického rozložení pomocí kadmiového poměru. Taktéž bylo stanoveno rozložení ekvivalentních dávek na hranici sledovaného pásma ve dveřním otvoru a potvrzeno dodržení zákonného limitu.

**POUŽITÁ LITERATURA**

- [1] MUSÍLEK, L. *Dozimetrie neutronů*. 1. vyd. Praha: České vysoké učení technické, 1998, 144 s.
- [2] CARPENTER, J. M. *Neutron Production, Moderation, and Characterization of Sources*. Kansas State University, 2004, 23 s. Dostupný z: <http://www.neutron.anl.gov/NeutronProduction.pdf>
- [3] ANDERSON, I. S., MCGREEVY, R. L., BILHEUX, H. Z. *Neutron Imaging and Applications*, Springer US, 2009, 341 s. ISBN 978-0-387-78693-3.
- [4] MASON, T. E. *Neutron Sources for Materials Research*. Oak Ridge National Laboratory, [online]. 2014. [cit. 2017-01-13] 12 s. Dostupný z: [fire.pppl.gov/neutron\\_sources\\_aug\\_00.ppt](http://fire.pppl.gov/neutron_sources_aug_00.ppt)
- [5] AHMED, S. N. *Physics & Engineering of Radiation Detection*. 1. vyd. San Diego: Elsevier, 2007, 789 s. ISBN 978-0-12-045581-2.
- [6] NUCLEAR ENERGY AGENCY. *Janis 4: Java-based Nuclear Data Information System* [online] 2017. [cit. 2017-01-13]. Dostupné z: <http://www.oecd-nea.org/janis/>
- [7] RADEV, R., MCLEAN, T. *Neutron Sources for Standard-Based Testing*. Lawrence Livermore National Laboratory, [online]. 2014. [cit. 2017-01-14] 12 s. Dostupný z: <https://e-reports-ext.llnl.gov/pdf/785407.pdf>
- [8] OSBORNE-LEE, I. W., ALEXANDER, C. W. *Californium-252: A Remarkable Versatile Radioisotope*. Oak Ridge National Laboratory, 1996, 58 s. Dostupný z: [https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig\\_q=RN:27052101](https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:27052101)
- [9] UCKAN, T. et al. *<sup>241</sup>AmBe Sealed Neutron Source Assessment Studies for the Fissile Mass Flow Monitor*. Oak Ridge National Laboratory, 2003. 23 s.
- [10] ISO 8529-1:2001. *Reference neutron radiations – Characteristics and methods of production*. 2001. International Organisation for Standardization.
- [11] CHARTIER, J.-L. *Revision of the ISO 8523 Standards Calculation of the (AmBe) neutron spectrum* [online]. [cit. 2017-01-15]. Dostupné z: <https://agenda.infn.it/materialDisplay.py?materialId=slides&confId=1503>
- [12] ASAMOAHA, M. et al. *Neutron flux distribution in the irradiation channels of Am-Be source irradiation facility*. *Annals of Nuclear Energy*. 2011, roč. 38, s. 1219-1224 DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.anucene.2011.02.014>.
- [13] Industrial Radiation Sources – Product Information. *Eckert & Ziegler* [online]. 2008. [cit. 2017-01-15]. Dostupné z: [http://www.stuarthunt.com/uploads/PDFS/5\\_industrial\\_sources.pdf](http://www.stuarthunt.com/uploads/PDFS/5_industrial_sources.pdf)
- [14] Soubor interní dokumentace k zakázce na výrobu neutronového zdroje. *Eckert & Ziegler*
- [15] AUTODESK, INC. *Autodesk Inventor 2015*. [software] 2014. <http://www.autodesk.com/products/inventor/overview>

- [16] ČSN EN 10088-1. *Korozivzdorné oceli – Přehled korozivzdorných ocelí*. 1. vyd. Praha: Úřad pro technickou normalizaci, metrologii a státní zkušebnictví, 2015.
- [17] VARMUŽA, J. *Dokumentace k laboratornímu stendu Svíčka*. Brno: VUT v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2016.
- [18] ŽÁČEK, J. *Detekce a spektrometrie neutronů*. [online]. 2014. [cit. 2017-01-17]. Dostupné z: [http://www-ucjf.troja.mff.cuni.cz/~zacek/detektory/neutron\\_det\\_cesky.pdf](http://www-ucjf.troja.mff.cuni.cz/~zacek/detektory/neutron_det_cesky.pdf)
- [19] KOLROS, A. *Neutron detection*. [online]. 2008. [cit. 2017-01-17]. 15 s. Dostupné z: <http://www.fjfi.cvut.cz/kjch/materialy/RCHP/En/Neutron.pdf>
- [20] KRÁL, D. *Hodnocení vlivu tepelných elektráren na životní prostředí s využitím radionalytických metod*. Brno: FEKT VUT v Brně, 2015. 77s. Vedoucí bakalářské práce Ing. Karel Katovský, Ph.D.
- [21] ŠTEFÁNIK, M. *Aktivačná analýza rychlými neutrónmi na horizontálnom radiálnom kanále školského reaktora VR-1*. Praha: FJFI ČVUT v Praze, 2008. 83s. Vedoucí diplomové práce Ing. Karel Katovský, Ph.D.
- [22] ŠTEFÁNIK, M. *Experimentálne stanovenie spekter urýchľovačom riadených neutrónových generátorov*. Praha: FJFI ČVUT v Praze, 2015. 175s. Školitel: Ing. Karel Katovský, Ph.D.
- [23] KATOVSKÝ, K. *Studium sekundárních neutronů a jader vznikajících při reakcích protonů a neutronů v terčích z uranu a plutonia*. Praha: FJFI ČVUT v Praze, 2008. 230 s. Školitel: prom. Fyz. Jindřich Adam, CSc.
- [24] Atomic Weights and Isotopic Composition for All Elements. *National Institute of Standards and Technology*. [online] [cit. 2017-04-05]. Dostupné z: [http://physics.nist.gov/cgi-bin/Compositions/stand\\_alone.pl](http://physics.nist.gov/cgi-bin/Compositions/stand_alone.pl)
- [25] HANUŠ, M. *Matematické modelování transportu neutronů*. Plzeň: Západočeská univerzita v Plzni, Fakulta aplikovaných věd, 2014. 233 s. Školitel: Doc. Ing. Marek Brandner, Ph.D.
- [26] Difúze neutronů. *Katedra jaderných reaktorů Fakulty jaderné a fyzikálně inženýrské*. [online] [cit. 2017-05-13]. Dostupný z: <http://slideplayer.cz/slide/3241795/>
- [27] NOVOTNÝ, F. *Výpočetní analýza chování aktivní zóny tlakovodního jaderného reaktoru pomocí kódu PARCS*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2014. 89s. Vedoucí diplomové práce Ing. Karel Katovský, Ph.D.
- [28] IVANOV, K. *Neutron Transport Theory: Sample Lesson*. Pennsylvania: The Pennsylvania State University, 2009. Dostupné z: [http://www.engr.psu.edu/cde/courses/nuce521/nuce521\\_chapter1\\_reading.pdf](http://www.engr.psu.edu/cde/courses/nuce521/nuce521_chapter1_reading.pdf)
- [29] LAMARSH, J. R. *Introduction to Nuclear Reactor Theory*. New York: New York University.

- [30] TRELLE, H. R. et al. *ENDF70: A Continuous-Energy MCNP Neutron Data Library Based on DNDF/B-VI.0*. Nuclear Technology. 2009, s. 832-836 DOI: <http://10.13182/NT09-2>.
- [31] RAČEK, J. *Jaderné elektrárny*. Brno: Novpress s. r. o., 2013. 256 s. 4. vyd. ISBN 978-80-214-4744-8
- [32] RAGHEB, M. *Point Reactor Kinetics*. [online]. 2014. [cit. 2017-05-13]. 34s. Dostupné z: <http://mragheb.com/NPRE%20402%20ME%20405%20Nuclear%20Power%20Engineering/Point%20Reactor%20Kinetics.pdf>
- [33] BRIESMEISTER, J. F. (ed.) *MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code*. Los Alamos National Laboratory, 2000, 790 s. Dostupný z: <http://permalink.lanl.gov/object/tr?what=info:lanl-repo/lareport/LA-13709-M>
- [34] SHULTIS, J. K., FAW, R. E. *An MCNP Primer*. Kansas State University, 2011, 45 s. Dostupný z: <http://www.mne.k-state.edu/~jks/MCNPprmr.pdf>
- [35] LOS ALAMOS NATIONAL LABORATORY. *MCNP6 v. 1.0 - Monte Carlo N-Particle Transport Code*. [software] 2013. <https://mcnp.lanl.gov/>
- [36] MOSOROV, V. *Project DENIDIA: A MCNP code as a tool for modelling and simulation of gamma-ray tomography*. Technical University of Lodz, 2009, 42 s. Dostupný z: [http://www.kis.p.lodz.pl/g/content/file/DENIDIA/presentation\\_2.pdf](http://www.kis.p.lodz.pl/g/content/file/DENIDIA/presentation_2.pdf)
- [37] HEJZLAR, P. *Introduction to MCNP*. [online]. 2005. [cit. 2017-05-13]. Dostupné z: <https://dspace.mit.edu/bitstream/handle/1721.1/71263/22-251-fall-2005/contents/labs/lab4presentatn.pdf>
- [38] VISUAL EDITOR CONSULTANTS. *MCNPX Visual Editor*. [software] 2011. <http://www.mcnpvised.com/>
- [39] An Introduction to the ENDF Formats. *Los Alamos National Laboratory*. [online]. 1998. [cit. 2017-05-14]. Dostupné z: <http://t2.lanl.gov/nis/endf/theindex.html>
- [40] Gold – Foil. *GoodFellow* [online]. 2017. [cit. 2017-05-15]. Dostupné z: [http://www.goodfellow.com/catalogue/GFCat4I.php?ewd\\_token=H4ZVxbEiavsw5OIPXR0EcwG3peuCzk&n=ByQbHxQueaA9UAerjpFciJVihNbg3b&ewd\\_urlNo=GFCat411&Cate=AU000370&CatSearNum=7](http://www.goodfellow.com/catalogue/GFCat4I.php?ewd_token=H4ZVxbEiavsw5OIPXR0EcwG3peuCzk&n=ByQbHxQueaA9UAerjpFciJVihNbg3b&ewd_urlNo=GFCat411&Cate=AU000370&CatSearNum=7)
- [41] Indium – Foil. *GoodFellow* [online]. 2017. [cit. 2017-05-15]. Dostupné z: [http://www.goodfellow.com/catalogue/GFCat4I.php?ewd\\_token=Lik6BgiLRaaZG8NzlmZ1y26x90SZmm&n=DYc8fyDDSTIUdaZoYiK6KQ0YbELydr&ewd\\_urlNo=GFCat411&Cate=IN000230&CatSearNum=8](http://www.goodfellow.com/catalogue/GFCat4I.php?ewd_token=Lik6BgiLRaaZG8NzlmZ1y26x90SZmm&n=DYc8fyDDSTIUdaZoYiK6KQ0YbELydr&ewd_urlNo=GFCat411&Cate=IN000230&CatSearNum=8)
- [42] Lanthanum Oxide – Powder. *GoodFellow* [online]. 2017. [cit. 2017-05-15]. Dostupné z: [http://www.goodfellow.com/catalogue/GFCat4I.php?ewd\\_token=7BOJHYg3q643e833LzNUbNi6rRQVwb&n=JDnATrrg1vRpGyU3qWC4pQgsO5wMSg](http://www.goodfellow.com/catalogue/GFCat4I.php?ewd_token=7BOJHYg3q643e833LzNUbNi6rRQVwb&n=JDnATrrg1vRpGyU3qWC4pQgsO5wMSg)
- [43] CHU, S. Y. F., EKSTRÖM, L. P., FIRESTONE, R. B. *WWW table of Radioactive Isotopes*. 1998. [online]. [cit. 2017-04-05]. Dostupné z: <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/>

- [44] ORTEC Advanced Measurement Technology. *Maestro Multichannel Analyzer Emulation*. [software]. <http://www.ortec-online.com/products/application-software/maestro-mca>
- [45] NUZIA. *GAMWIN – Gamaspektrometrický software*. [software] 2015. <http://www.nuvia.cz/cs/produkty/244-gamaspektrometricky-software-nusoft-gamwin>
- [46] ULLMANN, V. *Detekce a aplikace ionizujícího záření*. [online]. [cit. 2017-05-12]. Dostupné z: <http://astronuklfyzika.cz/DetekceSpektrometrie.htm#5>
- [47] Nastavení detekčních systémů. *Státní ústav radiální ochrany*. [online]. 2015. [cit. 2017-05-16]. Dostupné z: [https://www.suro.cz/cz/vyzkum/vysledky/metodiky/Priloha V\\_Nastaveni detekcnich systemu.pdf](https://www.suro.cz/cz/vyzkum/vysledky/metodiky/Priloha_V_Nastaveni_detekcnich_systemu.pdf)
- [48] HAVRÁNEK, V., SCHOVÁNEK, P. *Chyby a nejistoty měření*. Olomouc: Univerzita Palackého. 18 s. [online]. [cit. 2017-05-15]. Dostupné z: <https://fyzika.upol.cz/cs/system/files/download/vujtek/texty/pext2-nejistoty.pdf>
- [49] Lanthanum Oxide Nanopowder / Nanoparticles. *US Research Nanomaterials, Inc.* [online]. [cit. 2017-04-15]. Dostupný z: <http://www.us-nano.com/inc/sdetail/239>
- [50] MCCONN, R. J. et al. *Compendium of Material Composition Data for Radiation Transport Modeling*. U.S. Department of Homeland Security, 2011, 375 s. Dostupný z: [http://www.pnnl.gov/main/publications/external/technical\\_reports/PNNL-15870Rev1.pdf](http://www.pnnl.gov/main/publications/external/technical_reports/PNNL-15870Rev1.pdf)
- [51] About EPRI. *EPRI*. [online]. 2017 [cit. 2017-05-18]. Dostupný z: <https://www.epri.com/#/about/epri>
- [52] MACFARLANE, R.E., KAHLER, A. C. *Methods for Processing ENDF/B-VII with NJOY*. 2010, 152 s. Dostupný z: <https://t2.lanl.gov/nis/publications/methods.pdf>
- [53] LOS ALAMOS NATIONAL LABORATORY. *NJOY – Nuclear Data Processing Code v112*. [software] 2006. <https://njoy.lanl.gov/>
- [54] KATOVSKÝ, K. *JEFF-3.1 Pointwise/Groupwise Cross-section Comparison for <sup>139</sup>La*. Brno: Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií VUT v Brně. 2017.
- [55] ZOLOTAREV, K. I. *Evaluation and Improvement of Cross Section Accuracy for Most Important Dosimetry Reactions Including Covariance Data*. 2002, 48 s. Dostupný z: [http://www.iaea.org/inis/collection/NCLCollectionStore/\\_Public/33/045/33045321.pdf](http://www.iaea.org/inis/collection/NCLCollectionStore/_Public/33/045/33045321.pdf)
- [56] CHEN, J. et al. *The 4.438 MeV gamma to neutron ratio for the Am-Be neutron source*. *Applied Radiation and Isotopes*, 2007, č. 65, s 1318-1321. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2007.04.007>
- [57] Vyhláška č. 422/2016 Sb. o radiální ochraně a zabezpečení radionuklidového zdroje. *Sbírka zákonů České republiky*. 2016, částka 172, s. 6618-6904. ISSN 1211-1244

PŘÍLOHA A: SPEKTRUM  $^{252}\text{Cf}$  ZDROJE DLE ISO

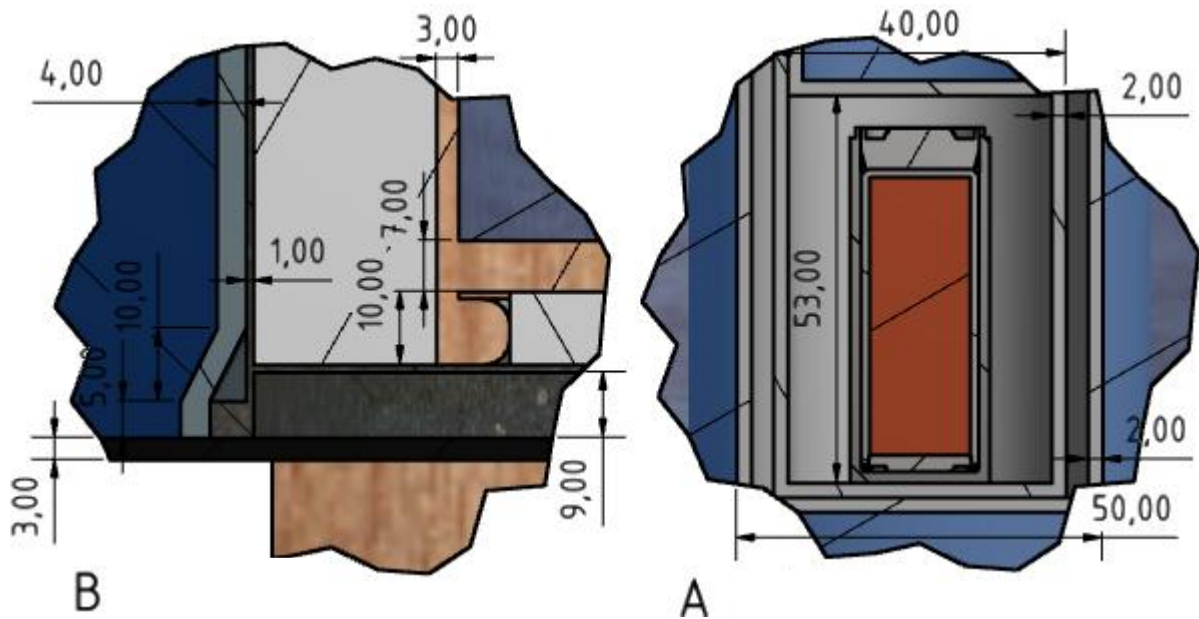
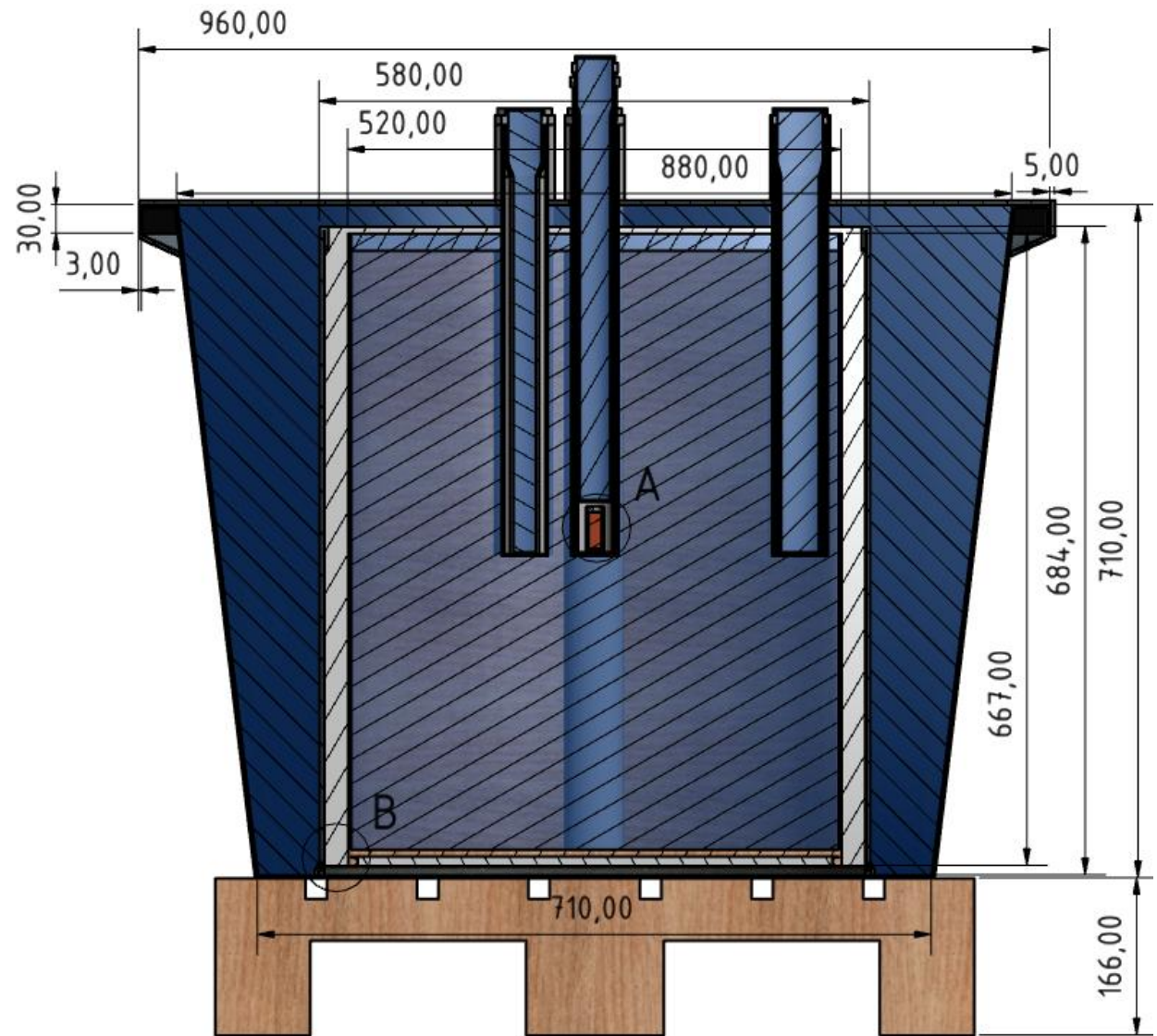
$E_i(\text{MeV})$	$B_i(\text{s}^{-1})$	$E_i(\text{MeV})$	$B_i(\text{s}^{-1})$
$4,14 \times 10^{-7}$	$3,10 \times 10^{-10}$	$7,00 \times 10^{-1}$	$3,39 \times 10^{-2}$
$1,00 \times 10^{-6}$	$1,11 \times 10^{-8}$	$8,00 \times 10^{-1}$	$3,37 \times 10^{-2}$
$1,00 \times 10^{-5}$	$1,27 \times 10^{-7}$	$9,00 \times 10^{-1}$	$3,33 \times 10^{-2}$
$5,00 \times 10^{-5}$	$2,76 \times 10^{-7}$	$1,00 \times 10^0$	$6,46 \times 10^{-2}$
$1,00 \times 10^{-4}$	$7,82 \times 10^{-7}$	$1,20 \times 10^0$	$6,12 \times 10^{-2}$
$2,00 \times 10^{-4}$	$2,21 \times 10^{-6}$	$1,40 \times 10^0$	$5,73 \times 10^{-2}$
$4,00 \times 10^{-4}$	$4,53 \times 10^{-6}$	$1,60 \times 10^0$	$5,31 \times 10^{-2}$
$7,00 \times 10^{-4}$	$5,68 \times 10^{-6}$	$1,80 \times 10^0$	$4,88 \times 10^{-2}$
$1,00 \times 10^{-3}$	$5,51 \times 10^{-5}$	$2,00 \times 10^0$	$6,55 \times 10^{-2}$
$3,00 \times 10^{-3}$	$1,28 \times 10^{-4}$	$2,30 \times 10^0$	$5,67 \times 10^{-2}$
$6,00 \times 10^{-3}$	$2,30 \times 10^{-4}$	$2,60 \times 10^0$	$6,33 \times 10^{-2}$
$1,00 \times 10^{-2}$	$7,74 \times 10^{-4}$	$3,00 \times 10^0$	$6,21 \times 10^{-2}$
$2,00 \times 10^{-2}$	$2,17 \times 10^{-3}$	$3,50 \times 10^0$	$4,68 \times 10^{-2}$
$4,00 \times 10^{-2}$	$2,80 \times 10^{-3}$	$4,00 \times 10^0$	$3,49 \times 10^{-2}$
$6,00 \times 10^{-2}$	$3,29 \times 10^{-3}$	$4,50 \times 10^0$	$2,58 \times 10^{-2}$
$8,00 \times 10^{-2}$	$3,68 \times 10^{-3}$	$5,00 \times 10^0$	$3,30 \times 10^{-2}$
$1,00 \times 10^{-1}$	$1,05 \times 10^{-2}$	$6,00 \times 10^0$	$1,74 \times 10^{-2}$
$1,50 \times 10^{-1}$	$1,21 \times 10^{-2}$	$7,00 \times 10^0$	$9,01 \times 10^{-3}$
$2,00 \times 10^{-1}$	$1,33 \times 10^{-2}$	$8,00 \times 10^0$	$4,61 \times 10^{-3}$
$2,50 \times 10^{-1}$	$1,42 \times 10^{-2}$	$9,00 \times 10^0$	$2,33 \times 10^{-3}$
$3,00 \times 10^{-1}$	$1,49 \times 10^{-2}$	$1,00 \times 10^1$	$1,17 \times 10^{-3}$
$3,50 \times 10^{-1}$	$1,55 \times 10^{-2}$	$1,10 \times 10^1$	$5,83 \times 10^{-4}$
$4,00 \times 10^{-1}$	$1,60 \times 10^{-2}$	$1,20 \times 10^1$	$2,88 \times 10^{-4}$
$4,50 \times 10^{-1}$	$1,63 \times 10^{-2}$	$1,30 \times 10^1$	$1,42 \times 10^{-4}$
$5,00 \times 10^{-1}$	$1,66 \times 10^{-2}$	$1,40 \times 10^1$	$6,94 \times 10^{-5}$
$5,50 \times 10^{-1}$	$1,68 \times 10^{-2}$	$1,50 \times 10^1$	
$6,00 \times 10^{-1}$	$3,38 \times 10^{-2}$		

## PŘÍLOHA B: SPEKTRUM AmBe ZDROJE DLE ISO

$E_i(\text{MeV})$	$B_i(\text{s}^{-1})$	$E_i(\text{MeV})$	$B_i(\text{s}^{-1})$
$4,14 \times 10^{-7}$	$1,44 \times 10^{-2}$	$5,68 \times 10^0$	$2,06 \times 10^{-2}$
$1,10 \times 10^{-1}$	$3,34 \times 10^{-2}$	$5,89 \times 10^0$	$1,82 \times 10^{-2}$
$3,30 \times 10^{-1}$	$3,13 \times 10^{-2}$	$6,11 \times 10^0$	$1,77 \times 10^{-2}$
$5,40 \times 10^{-1}$	$2,81 \times 10^{-2}$	$6,32 \times 10^0$	$2,04 \times 10^{-2}$
$7,50 \times 10^{-1}$	$2,50 \times 10^{-2}$	$6,54 \times 10^0$	$1,83 \times 10^{-2}$
$9,70 \times 10^{-1}$	$2,14 \times 10^{-2}$	$6,75 \times 10^0$	$1,63 \times 10^{-2}$
$1,18 \times 10^0$	$1,98 \times 10^{-2}$	$6,96 \times 10^0$	$1,68 \times 10^{-2}$
$1,40 \times 10^0$	$1,75 \times 10^{-2}$	$7,18 \times 10^0$	$1,68 \times 10^{-2}$
$1,61 \times 10^0$	$1,92 \times 10^{-2}$	$7,39 \times 10^0$	$1,88 \times 10^{-2}$
$1,82 \times 10^0$	$2,23 \times 10^{-2}$	$7,61 \times 10^0$	$1,84 \times 10^{-2}$
$2,04 \times 10^0$	$2,15 \times 10^{-2}$	$7,82 \times 10^0$	$1,69 \times 10^{-2}$
$2,25 \times 10^0$	$2,25 \times 10^{-2}$	$8,03 \times 10^0$	$1,44 \times 10^{-2}$
$2,47 \times 10^0$	$2,28 \times 10^{-2}$	$8,25 \times 10^0$	$9,68 \times 10^{-3}$
$2,68 \times 10^0$	$2,95 \times 10^{-2}$	$8,46 \times 10^0$	$6,52 \times 10^{-3}$
$2,90 \times 10^0$	$3,56 \times 10^{-2}$	$8,68 \times 10^0$	$4,26 \times 10^{-3}$
$3,11 \times 10^0$	$3,69 \times 10^{-2}$	$8,89 \times 10^0$	$3,67 \times 10^{-3}$
$3,32 \times 10^0$	$3,46 \times 10^{-2}$	$9,11 \times 10^0$	$3,81 \times 10^{-3}$
$3,54 \times 10^0$	$3,07 \times 10^{-2}$	$9,32 \times 10^0$	$5,06 \times 10^{-3}$
$3,75 \times 10^0$	$3,00 \times 10^{-2}$	$9,53 \times 10^0$	$6,25 \times 10^{-3}$
$3,97 \times 10^0$	$2,69 \times 10^{-2}$	$9,75 \times 10^0$	$5,52 \times 10^{-3}$
$4,18 \times 10^0$	$2,86 \times 10^{-2}$	$9,96 \times 10^0$	$4,68 \times 10^{-3}$
$4,39 \times 10^0$	$3,18 \times 10^{-2}$	$1,02 \times 10^1$	$3,70 \times 10^{-3}$
$4,61 \times 10^0$	$3,07 \times 10^{-2}$	$1,04 \times 10^1$	$2,78 \times 10^{-3}$
$4,82 \times 10^0$	$3,33 \times 10^{-2}$	$1,06 \times 10^1$	$1,51 \times 10^{-3}$
$5,04 \times 10^0$	$3,04 \times 10^{-2}$	$1,08 \times 10^1$	$3,63 \times 10^{-4}$
$5,25 \times 10^0$	$2,74 \times 10^{-2}$	$1,10 \times 10^1$	
$5,47 \times 10^0$	$2,33 \times 10^{-2}$		



**PŘÍLOHA D: VÝKRESOVÁ DOKUMENTACE STENDU**



## PŘÍLOHA E: FOTODOKUMENTACE MĚŘENÍ



Obr. E-1: Připravené aktivační detektory pro šachty č. 2 až č. 6



Obr. E-2: Porovnání krátkého a dlouhého držáku aktivačních detektorů

## PŘÍLOHA E: FOTODOKUMENTACE MĚŘENÍ

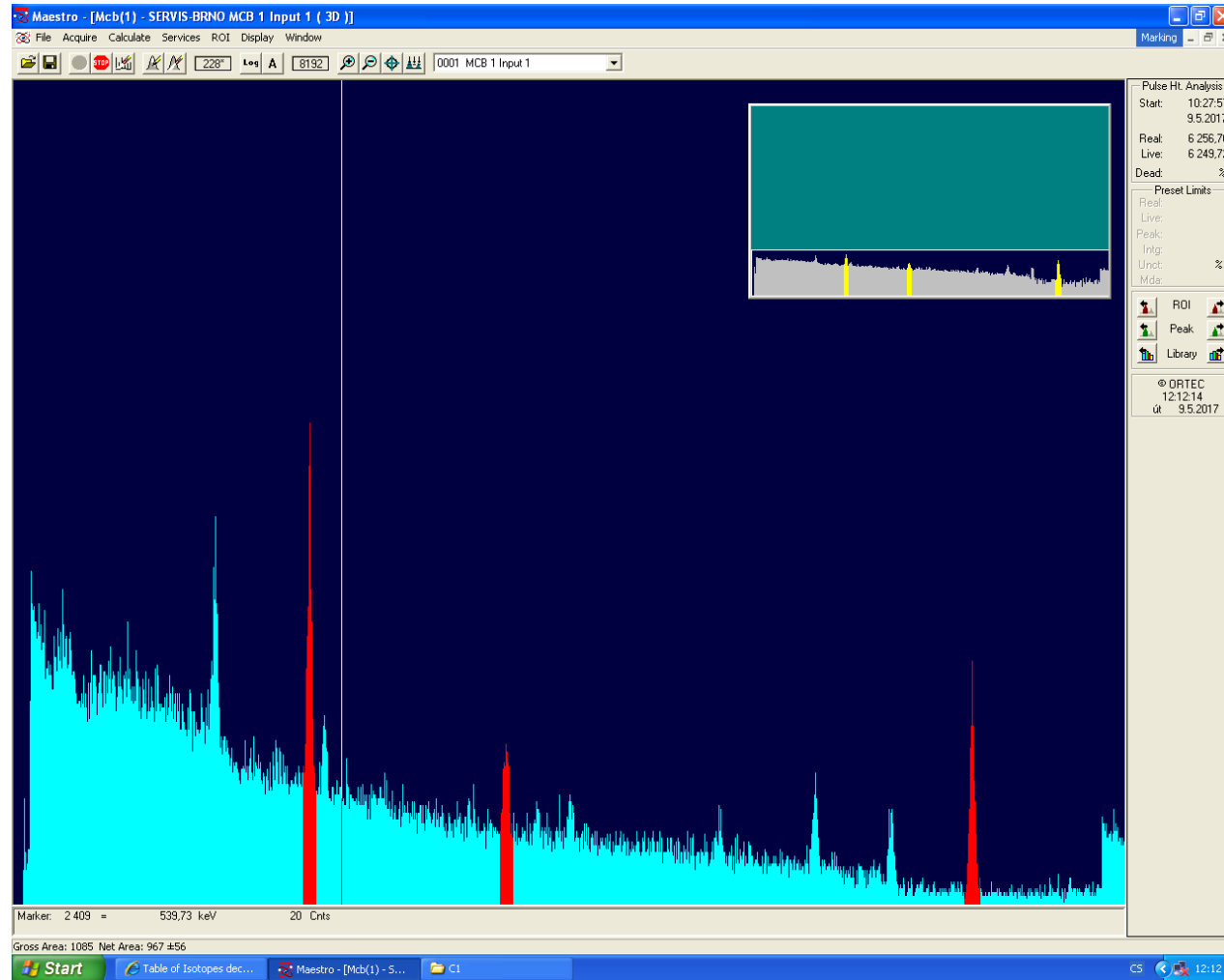


Obr. E-3: Krátké držáky pro pozice č. 2 až č. 6



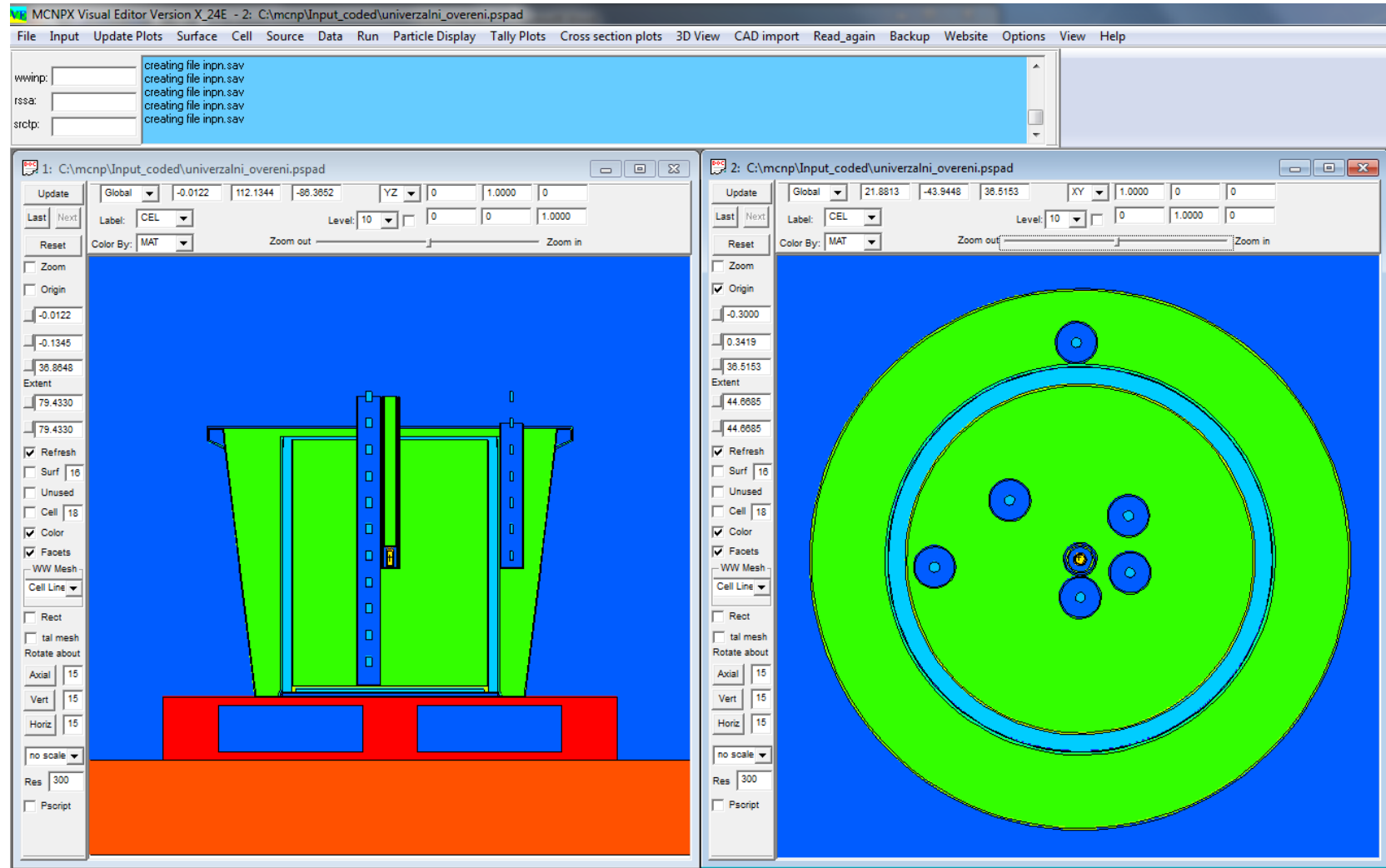
Obr. E-4: Vyrobené kadmiové pokrytí aktivačních detektorů

## PŘÍLOHA F: NABÍRÁNÍ GAMA SPEKTRA V PROGRAMU MAESTRO



Obr. F-1: Načítání gama spektra  $^{140}\text{La}$  v programu Maestro

## PŘÍLOHA G: PROSTŘEDÍ PROGRAMU VISED



Obr. G-1: Prostředí programu Vised s hotovou geometrií stendu

## PŘÍLOHA H: MATERIÁLOVÁ KARTA

c -----MATERIAL CARD-----						
m224	6000.70c	-0.0006	\$Carbon Steel			
	25055.70c	-0.0035	26054.70c	-0.056755	26056.70c	-0.91493
	26057.70c	-0.021323	26058.70c	-0.002893		
m204	7014.70c	-0.755636	\$Air			
	8016.70c	-0.231475	18036.70c	-3.9e-005	18038.70c	-8e-006
	18040.70c	-0.012842				
m312	1001.70c	-0.052859	\$Borax			
	5010.70c	-0.020899	5011.70c	-0.092492	8016.70c	-0.713187
	11023.70c	-0.120563				
m406	82204.70c	-0.013781	\$Lead			
	82206.70c	-0.239557	82207.70c	-0.220743	82208.70c	-0.525919
m434	1001.70c	-0.148605	\$Paraffin Wax			
	6000.70c	-0.851395				
m250	1001.70c	-0.143711	\$Polypropylene			
	6000.70c	-0.856289				
m190	1001.70c	-0.062165	\$Masonite			
	6000.70c	-0.444455	8016.70c	-0.49338		
m1	95241.70c	-0.73368	\$AmBe Source			
	4009.70c	-7.318801	8016.70c	-0.1255101	6000.70c	-1e-008
	93237.70c	-0.00170251				
m2	24050.70c	-0.00793	\$Stainless Steel (Source Capsule)			
	24052.70c	-0.159032	24053.70c	-0.018378	24054.70c	-0.004661
	25055.70c	-0.02	26054.70c	-0.039605	26056.70c	-0.638496
	26057.70c	-0.01488	26058.70c	-0.002019	28058.70c	-0.064024
	28060.70c	-0.025321	28061.70c	-0.001115	28062.70c	-0.003599
	28064.70c	-0.000942				
m228	1001.70c	-0.005558	\$Concrete (Ordinary)			
	8016.70c	-0.498076	11023.70c	-0.017101	12024.70c	-0.001999
	12025.70c	-0.000264	12026.70c	-0.000302	13027.70c	-0.045746
	14028.70c	-0.289486	14029.70c	-0.015181	14030.70c	-0.010425
	16032.70c	-0.001216	16033.70c	-1e-005	16034.70c	-5.7e-005
	19039.70c	-0.01788	19040.70c	-2e-006	19041.70c	-0.001357
	20040.70c	-0.08019	20042.70c	-0.000562	20043.70c	-0.00012
	20044.70c	-0.00188	20046.70c	-4e-006	20048.70c	-0.000186
	26054.70c	-0.000707	26056.70c	-0.01139	26057.70c	-0.000265
	26058.70c	-3.6e-005				
m524	1001.70c	-0.057889	\$Southern Pine Wood			
	6000.70c	-0.482667	8016.70c	-0.459444		
m468	1001.70c	-0.048382	\$Polyvinyl Chloride			
	6000.70c	-0.384361	17035.70c	-0.423941	17037.70c	-0.143316
m3	57138.70c	-0.00075727	\$La2O3			
	57139.70c	-0.8519227	8016.70c	-0.147264	8017.70c	-5.598161e-005

## PŘÍLOHA I: KARTA ZDROJE A KARTA TALLIES

```

c -----SOURCE CARD-----
sdef axs=0 0 1 ext=d2 pos=0 0 36.68 rad=d1 erg=d3
c radial sampling limits/weight r^1
si1 L 0 0.69
sp1 -21 1
c axial sampling limits/weight r^1
si2 L -1.9 1.9
sp2 -21 0
c ISO 8529-1:2001 Am-241/Be source [MeV]
si3 H 4.140e-7 1.100e-1 3.300e-1 5.400e-1 7.500e-1 9.700e-1 1.180e0
      1.400e0 1.610e0 1.820e0 2.040e0 2.250e0 2.470e0 2.680e0
      2.900e0 3.110e0 3.320e0 3.540e0 3.750e0 3.970e0 4.180e0
      4.309e0 4.610e0 4.820e0 5.040e0 5.250e0 5.470e0 5.680e0
      5.890e0 6.110e0 6.320e0 6.540e0 6.750e0 6.960e0 7.180e0
      7.390e0 7.610e0 7.820e0 8.030e0 8.250e0 8.460e0 8.680e0
      8.890e0 9.110e0 9.320e0 9.530e0 9.750e0 9.960e0 1.018e1
      1.039e1 1.060e1 1.082e1 1.103e1 1.109e1
sp3 D 0.000e0 1.436e-2 3.340e-2 3.127e-2 2.812e-2 2.500e-2 2.136e-2
      1.983e-2 1.747e-2 1.925e-2 2.225e-2 2.146e-2 2.248e-2 2.277e-2
      2.951e-2 3.559e-2 3.685e-2 3.458e-2 3.066e-2 2.999e-2 2.691e-2
      2.863e-2 3.178e-2 3.074e-2 3.334e-2 3.041e-2 2.738e-2 2.332e-2
      2.059e-2 1.815e-2 1.767e-2 2.039e-2 1.830e-2 1.630e-2 1.677e-2
      1.681e-2 1.883e-2 1.837e-2 1.688e-2 1.435e-2 9.677e-3 6.521e-3
      4.255e-3 3.667e-3 3.806e-3 5.058e-3 6.253e-3 5.519e-3 4.675e-3
      3.696e-3 2.781e-3 1.514e-3 3.633e-4 0.000e0

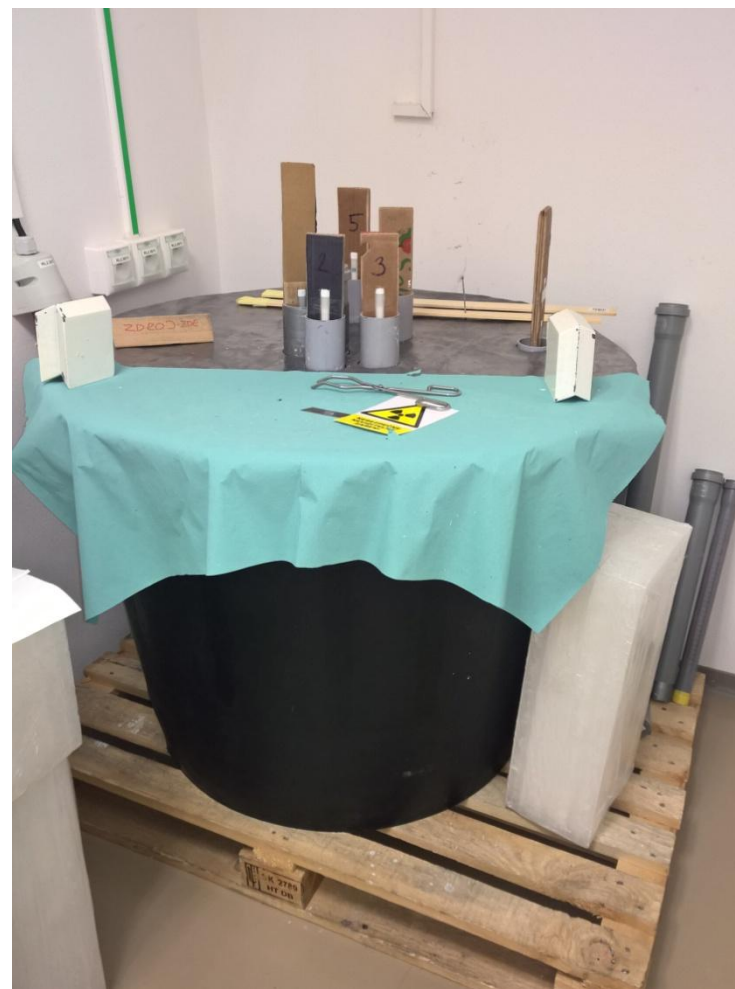
c -----TALLY CARD----- (EPRI-69) -----
f4:n 37 44i 82 $ sloupec detektoru
e0 1.00000E-11 5.00000E-09 1.00000E-08 1.50000E-08 2.00000E-08 2.50000E-08
      3.00000E-08 3.50000E-08 4.20000E-08 5.00000E-08 5.80000E-08 6.70000E-08
      8.00000E-08 1.00000E-07 1.40000E-07 1.80000E-07 2.20000E-07 2.50000E-07
      2.80000E-07 3.00000E-07 3.20000E-07 3.50000E-07 4.00000E-07 5.00000E-07
      6.25000E-07 7.80000E-07 8.50000E-07 9.10000E-07 9.50000E-07 9.72000E-07
      9.96000E-07 1.02000E-06 1.04500E-06 1.07100E-06 1.09700E-06 1.12300E-06
      1.15000E-06 1.30000E-06 1.50000E-06 2.10000E-06 2.60000E-06 3.30000E-06
      4.00000E-06 9.87700E-06 1.59680E-05 2.77000E-05 4.80520E-05 7.55010E-05
      1.48728e-04 3.67262E-04 9.06898E-04 1.42510E-03 2.23945E-03 3.51910E-03
      5.53000E-03 9.11800E-03 1.50300E-02 2.47800E-02 4.08500E-02 6.73400E-02
      1.11000E-01 1.83000E-01 3.02500E-01 5.00000E-01 8.21000E-01 1.35300E+00
      2.23100E+00 3.67900E+00 6.06550E+00 1.00000E+01 1.50000E+01

```

## PŘÍLOHA J: SLEDOVANÉ PÁSMO



Obr. J-1: Stavební provedení sledovaného pásma



Obr. J-2: Uložení stendu ve sledovaném pásmu