

České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra jaderných reaktorů
Obor: Jaderné inženýrství



Gama spektrometrie vzorků ozářených pomocí neutronového
zdroje 252-Cf

Gamma Spectrometry of Samples Irradiated by Means of
252-Cf Neutron Source

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracovala: Nella Hynková
Vedoucí práce: Ing. Martin Schulc, Ph.D
Rok: 2024

I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Hynková** Jméno: **Nella** Osobní číslo: **486412**
Fakulta/ústav: **Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská**
Zadávající katedra/ústav: **Katedra jaderných reaktorů**
Studijní program: **Aplikace přírodních věd**
Studijní obor: **Jaderné inženýrství**

II. ÚDAJE K BAKALÁŘSKÉ PRÁCI

Název bakalářské práce:

Gama spektrometrie vzorků ozářených pomocí neutronového zdroje 252-Cf

Název bakalářské práce anglicky:

Gamma Spectrometry of Samples Irradiated by Means of 252-Cf Neutron Source

Pokyny pro vypracování:

1. Provedte rešerši vhodné literatury ke gama spektrometrii. Popište fyzikální charakteristiky použitého spektrometru.
2. Seznamte se s experimentálními možnostmi neutronového zdroje 252-Cf. Popište způsoby použití tohoto zdroje a jeho fyzikální charakteristiky.
3. Seznamte se s metodami vyhodnocení aktivit ozářených vzorků pomocí programu MCNP6.
4. Vyhodnoťte aktivity ozářených aktivačních fólií z ozařovacího experimentu s neutronovým zdrojem 252-Cf.

Seznam doporučené literatury:

- [1] Schulc M., Košťál M., Novák E.: Application of 252Cf neutron source for precise nuclear data experiments, Applied Radiation and Isotopes 151, pp. 187-195, 2019
- [2] Šimon J.: Měření aktivačních materiálů ve spektrometrické laboratoři 211- Pracovní postupy - interní dokument, CV Řež, 2020
- [3] Zahn G. S.: Genie 2000 Operations Manual, Canberra Industries, Meriden, 2012.
- [4] Werner C. J. et al.: MCNP Users Manual - Code Version 6.2, LA-UR-17-29981, Los Alamos, 2017
- [5] Gilmore G.: Practical Gamma-ray spectrometry, John Wiley&Sons, Warrington, 2008, ISBN: 978-0-470-86196-7

Jméno a pracoviště vedoucí(ho) bakalářské práce:

Ing. Martin Schulc, Ph.D. Centrum výzkumu Řež s.r.o.


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

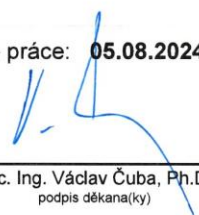
Ing. Evžen Losa, Ph.D. katedra jaderných reaktorů FJFI

Datum zadání bakalářské práce: **31.10.2023** Termín odevzdání bakalářské práce: **05.08.2024**

Platnost zadání bakalářské práce: **31.10.2025**

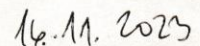

Ing. Martin Schulc, Ph.D.
podpis vedoucí(ho) práce

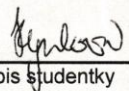

podpis vedoucí(ho) ústavu/katedry


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

III. PŘEVZETÍ ZADÁNÍ

Studentka bere na vědomí, že je povinna vypracovat bakalářskou práci samostatně, bez cizí pomoci, s výjimkou poskytnutých konzultací. Seznam použité literatury, jiných pramenů a jmen konzultantů je třeba uvést v bakalářské práci.


Datum převzetí zadání


Podpis studentky

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracovala samostatně a použila jsem pouze podklady uvedené v příloženém seznamu.

V Praze dne 4.1.2024

Kyplová
.....

Poděkování

Chtěla bych poděkovat vedoucímu mé bakalářské práce Ing. Martin Schulcovi, Ph.D za odborné vedení, připomínky při zpracování, vstřícnost a trpělivost. Také bych chtěla poděkovat Ing. Evženu Losovi, Ph.D za pomoc při získání potřebných podkladů. Poděkování patří také Mgr. Janu Šimonovi a Ing. Aleně Krechlerové za diskuzi a poskytnutí materiálů.

Nella Hynková

Název práce:

Gama spektrometrie vzorků ozářených pomocí neutronového zdroje 252-Cf

Autor: Nella Hynková

Studijní program: Aplikace přírodních věd

Obor: Jaderné inženýrství

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: Ing. Martin Schulc, Ph.D
Centrum výzkumu Řež s.r.o

Konzultant: Ing. Evžen Losa, Ph.D
KJR FJFI ČVUT v Praze

Abstrakt:

Tato bakalářská práce se zabývá teorií spektrometrie gama záření, polovodičovým HPGe detektorem a popsáním neutronových zdrojů, kde je blíže specifikován použitý neutronový zdroj ^{252}Cf . V praktické části bylo provedeno ozařování aktivační fólie lutecia o rozměrech 2,5 cm x 2,5 cm x 0,1 cm a byly vypočteny reakční rychlosti a aktivity pro jednotlivé reakce. Výsledky byly porovnány s výpočtem reakčních rychlostí s účinnými průřezy získanými z knihoven ENDF/B-VIII.0 a JEFF-3.3 v programu MCNP6.2.

Klíčová slova: gama spektrometrie, polovodičový detektor, neutronový zdroj, 252-Cf, MCNP

Title:

Gamma Spectrometry of Samples Irradiated by Means of ^{252}Cf Neutron Source

Author: Nella Hynková

Branch of study: Nuclear Engineering

Kind of Thesis: The Bachelor degree Project

Supervisor: Ing. Martin Schulc, Ph.D

Department of Nuclear Reactors, Faculty of Nuclear Sciences and
Physical Engineering, Czech Technical University in Prague

Consultant: Ing. Evžen Losa, Ph.D

Department of Nuclear Reactors CTU

Abstract:

This Bachelor Degree Project deals with the theory of gamma-ray spectrometry, semiconductor HPGe detector and with the description of neutron sources, where the neutron source ^{252}Cf is specified. In the practical part, the irradiation of a 2,5 cm x 2,5 cm x 0,1 cm activation foil of lutetium was performed and the reaction rates and activities for each reaction were calculated. The results were compared with the calculation of reaction rates with effective cross sections from the ENDF/B-VIII.0 and JEFF-3.3 libraries in the MCNP6.2 code.

Key words: gamma spectrometry, semiconductor detector, neutron source, ^{252}Cf , MCNP

Obsah

Úvod	15
1 Záření gama	17
1.1 Vznik	17
1.2 Interakce záření gama s hmotou	18
1.2.1 Fotoelektrický jev	18
1.2.2 Comptonův rozptyl	19
1.2.3 Tvorba elektron-pozitronových párů	20
1.2.4 Pravděpodobnost jednotlivých interakcí	21
2 Polovodičové detektory	23
2.1 Pásová struktura pevných látek	23
2.2 Vlastnosti polovodičů	24
2.2.1 Vlastní vodivost polovodičů	25
2.3 Konstrukce HPGe detektoru	25
2.4 Princip polovodičového detektoru	26
2.5 Energetická kalibrace	27
2.6 Účinnostní kalibrace	28
2.6.1 Relativní kalibrace	28
2.6.2 Absolutní kalibrace	29
2.7 Spektrum gama záření	30
3 Neutron	32
3.1 Vlastnosti neutronu	32
3.2 Interakce neutronů s látkou	33
3.3 Účinný průřez	35
3.4 Neutronové zdroje	36
3.4.1 Radionuklidové zdroje	36
3.4.2 Neutronové generátory	37
3.4.3 Jaderné reaktory	37
4 Spontánně štěpný zdroj Cf	39
4.1 Složení zdroje	40
4.2 Výroba zdroje	41
4.3 Zdroj v CVŘ	42
5 Monte Carlo N-Particle Transport Code	44

5.1	Geometrie	44
5.2	Vstupní soubor	44
5.3	MCNP model zdroje ^{252}Cf a detektoru HPGe	45
6	Praktická část	48
6.1	Emise zdroje Cf	48
6.2	Lutecium	49
6.3	Průběh experimentu	50
6.4	Vyhodnocení spektra	51
6.5	Výsledky měření	52
6.5.1	Výpočet aktivity z experimentálních dat	53
6.5.2	Výpočet reakční rychlosti z experimentálních dat	54
6.5.3	Výpočet reakční rychlosti v MCNP	55
6.5.4	Porovnání reakčních rychlostí	55
6.5.5	Porovnání nejistot	58
	Závěr	59
	Literatura	61
	Přílohy	66
	Příloha A: Model CF	66

Seznam zkratek a veličin

Zkratka	Význam
MCNP	Monte Carlo N-Particle
CVŘ	Centrum výzkumu Řež
DT	Deuterium - tritium
DD	Deuterium - deuterium
REDC	Radiochemical Engineering Development Center
ORNL	Oak Ridge National Laboratory
HFIR	High flux isotope reactor
HPGe	High Purity Germanium (HPGe) Radiation Detector
eV	Elektronvolt
MeV	Megaelektronvolt
FEP	Pík úplné absorpce
NPA	Net Peak Area

Značka	Název, jednotka
A	Aktivita, (Bq)
A_0	Aktivita na počátku měření, (Bq)
c	Rychlost světla, ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)
d	Tloušťka, (mm)
E	Energie, (eV)
E_b	Vazebná energie, (eV)
E_e	Energie elektronu, (eV)
E_p	Energie pozitronu, (eV)
E_γ	Energie fotonu, (eV)
f	Frekvence, (Hz)
h	Planckova konstanta, (J·s)
k	Množství zastoupení izotopu v ozařované fólii, (-)
K	Korekce na rozpad, (-)
n_0	Emise zdroje podle certifikátu, (s^{-1})
\bar{n}	Střední emise neutronů, (s^{-1})
N	Počet terčových jader, (-)
NPA	Čistá plocha píku pro danou energii, (-)
\vec{r}	Směrový vektor, (-)
V	Objem, (m^3)
W_v	Výstupní práce, (J)
q	Reakční rychlost, (s^{-1})
t_1	Čas od certifikace po začátek experimentu, (s)
t_2	Čas od certifikace po konec ozařování, (s)
ΔT	Čas mezi začátkem a koncem ozařování, (s)
T_{ir}	Čas ozařování, (s)
T_{live}	Doba měření detektorem po odečtení mrtvé doby, (s)
T_{real}	Skutečná doba měření detektorem, (s)
V	Objem, (m^3)
Y	Výtěžnost energetického píku, (-)
Z	Protonové číslo, (-)
ϵ	Intenzita gama linky, (-)
η	Účinnost detektoru, (%)
κ	Pravděpodobnost tvorby elektron-pozitronových párů, (-)
λ	Rozpadová konstanta, (-)
μ	Lineární koeficient zeslabení, (cm^2/g)
Φ	Hustota toku neutronů, ($\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$)
τ	Pravděpodobnost fotoefektu, (-)
σ	Účinný průřez, (barn)

Seznam obrázků

1.1	Schéma gama rozpadu radionuklidu $^{137}_{55}\text{Cs}$	18
1.2	Fotoelektrický jev	19
1.3	Comptonův rozptyl	20
1.4	Tvorba elektron-pozitronových párů	21
1.5	Pravděpodobnost jednotlivých druhů interakcí	22
2.1	Pásové struktury izolantu, kovu a vodiče	24
2.2	Schéma HPGe s chlazením	26
2.3	Schéma polovodičového detektoru	27
2.4	Energetická kalibrace	28
2.5	Radiogram HPGe detektoru	29
2.6	Účinnost HPGe detektoru pro bodový zdroj EG3 na čele detektoru	30
2.7	Spektrum záření gama radionuklidu ^{137}Cs	31
2.8	Spektrum záření gama radionuklidu ^{28}Al	31
3.1	Složení neutronu	33
3.2	Schéma štěpné reakce pro ^{235}U	35
3.3	Závislost účinného průřezu na energii	36
4.1	Mannhartovo spektrum	40
4.2	Průběh výroby Cf	42
4.3	Rozmístění laboratoře se zdrojem	43
5.1	Modely v MCNP - model Cf a model germaniového detektoru	46
5.2	Výpočet reakční rychlosti v MCNP	47
6.1	Lutecium	49

6.2	MCNP model ozařování (vlevo) a praktické provedení (vpravo)	51
6.3	Nastavení vyhledávání píků	51
6.4	Nastavení proložení píků metodou nejmenších čtverců	52
6.5	Gama spektrum aktivační fólie Lu	53
6.6	Porovnání účinného průřezu pro reakci $^{175}\text{Lu}(n,2n)^{174}\text{Lu}$	56
6.7	Porovnání účinného průřezu pro reakci $^{175}\text{Lu}(n,3n)^{173}\text{Lu}$	57
6.8	Porovnání účinného průřezu pro reakci $^{175}\text{Lu}(n,p)^{174}\text{Yb}$	58

Seznam tabulek

2.1	Hodnoty využívané k energetické kalibraci	27
2.2	Materiálové hustoty a lineární koeficienty zeslabení	30
3.1	Klasifikace neutronů	33
4.1	Zastoupení jednotlivých izotopů ve zdroji	40
4.2	Hodnoty pro jednotlivé izotopy	41
5.1	Plochy používané v MCNP	45
6.1	Hodnoty pro výpočet emise	49
6.2	Parametry ozařování	50
6.3	Parametry reakcí	50
6.4	Naměřené NPA	52
6.5	Hodnoty pro výpočet aktivity	53
6.6	Konstanty pro výpočet aktivity	54
6.7	Hodnoty naměřených aktivit a experimentální nejistoty	54
6.8	Hodnoty experimentálních reakčních rychlostí a jejich nejistota	54
6.9	Hodnoty vypočtených reakčních rychlostí	55
6.10	Celková reakční rychlost pro $^{175}\text{Lu}(n,2n)^{174}\text{Lu}$	55
6.11	Srovnání reakčních rychlostí pro vypočtená data	55
6.12	Hodnoty nejistot	58

Úvod

Bakalářská práce se věnuje gama spektrometrii aktivační fólie lutecia ozářenou pomocí neutronového zdroje ^{252}Cf v Centru výzkumu Řež. Gama spektrometrie se zabývá studiem energetických spekter zdrojů a je praktickým nástrojem ke stanovení jednotlivých radionuklidů.

Aktivační fólie lutecia byla připevněna na ozařovací trubici, do které byl následně pomocí potrubní pošty umístěn neutronový zdroj ^{252}Cf . Aktivační fólie byla ozařována přibližně po dobu tří měsíců a po konci ozařování přenesena do gama spektrometrické laboratoře, ve které se nacházel polovodičový HPGe detektor z germánia o vysoké čistotě (High Purity Germanium Radiation Detector). Pomocí spektra naměřeného na HPGe detektoru a dalších vstupních parametrů, jako je účinnost detektoru či intenzita dané sledované gama linky, byla stanovena aktivita jaderné reakce na luteciu. Hodnota experimentálně určené aktivity poté vystupuje ve výpočtech reakční rychlosti, případně, je-li známo neutronové spektrum v daném místě, i k výpočtu průměrného mikroskopického průřezu pro dané spektrum. Data mohou být využita k validaci účinných průřezů neutrony indukovanými reakcemi na izotopech lutecia.

Cílem samotné práce bylo provést rešerši vhodné literatury ke gama spektrometrii a popsat fyzikální charakteristiky použitého spektrometru. Dále bylo úkolem se seznámit s experimentálními možnostmi neutronového zdroje ^{252}Cf , popsat způsoby použití tohoto zdroje a jeho fyzikální charakteristiky, a také se seznámit s metodami vyhodnocení aktivit ozářených vzorků pomocí programu MCNP6.2. Nakonec bylo náplní bakalářské práce vyhodnotit aktivity a reakční rychlosti ozářené aktivační fólie z ozařovacího experimentu s neutronovým zdrojem ^{252}Cf .

Bakalářská práce se skládá ze šesti kapitol. Prvních pět kapitol se zabývá rešeršní částí, kapitola šestá částí praktickou. V první kapitole bylo popsáno obecně gama záření, jeho vznik a interakce s hmotou. V další části bylo pojednáno o detektorech, zaměřených hlavně na polovodičové detektory. Pozornost byla věnována polovodičovému HPGe detektoru, který byl použit v experimentální části práce. V další části byl rozebrán neutron jako takový - jeho vlastnosti, interakce s látkou či zdroje neutronů. V neposlední řadě byl blíže specifikován neutronový zdroj ^{252}Cf , jeho složení, výroba a konkrétní zdroj nacházející se v Centru výzkumu Řež, a také bylo pojednáno o transportním kódu MCNP, konkrétně o verzi MCNP6.2.

Celá práce byla završena experimentální částí, která se zabývala stanovením aktivit, reakčních rychlostí a porovnáním experimentálních dat s výpočty ozářené aktivační fólie lutecia o rozměrech 2,5 cm x 2,5 cm a tloušťce 0,1 cm s vypočtenými reakčními rychlostmi s účinnými průřezy z knihoven ENDF/B-VIII.0 a JEFF-3.3. Zkoumanými prahovými reakcemi byly $^{175}\text{Lu}(n,2n)^{174}\text{Lu}$, $^{175}\text{Lu}(n,3n)^{173}\text{Lu}$, $^{175}\text{Lu}(n,p)^{175}\text{Yb}$. Diskuze a shrnutí dosažených výsledků jsou shrnuty v závěru práce.

Záření gama

Záření gama, označované řeckým písmenem γ , je druh elektromagnetického záření tvořené fotony o vysokých energiích nad 10 keV vznikající během radioaktivních či jiných přeměn. Vlnové délky, kterých gama záření dosahuje, jsou kratší než 300 pm. Fotony jsou částice bez elektrického náboje, a z tohoto důvodu je nelze vychýlit z původního směru elektrickým ani magnetickým polem.

Při šíření záření gama prostředím může docházet k fotoefektu, Comptonově rozptylu, tvorbě elektron-pozitronových párů a nebo Rayleighově rozptylu.

Záření gama je řazeno mezi nejpronikavější radioaktivní záření. Intenzita tohoto záření lze pouze oslabit použitím vhodného materiálu obsahující jádra s velkým protonovým číslem, např.: olovo.

1.1 Vznik

Gama záření je nejčastěji produkováno během deexcitace jádra, ke kterému dochází po alfa nebo beta rozpadu. V jádře dochází k přechodu na nižší energetickou hladinu vyzářením fotonu o vysoké energii. Emise gama záření je velmi rychlý proces, který trvá cca 10^{-12} sekund. Gama rozpad může probíhat i po jaderných reakcích, jimiž jsou jaderné štěpení, jaderná fúze a záchyt neutronů.

Při emisi γ z mateřského jádra nedochází ke změně na neutronovém a protonovém čísle, pouze se vytvoří jiný energetický stav původního jádra. Schématicky je proces vyjádřen rovnicí 1.1.



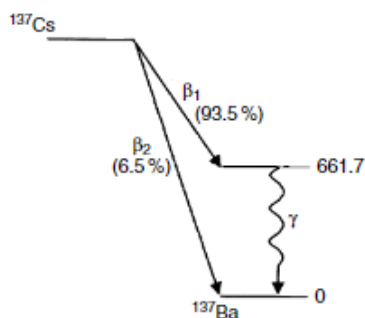
V laboratorních podmínkách jsou využívány zdroje gama záření například radionuklidy: ${}^{22}_{11}\text{Na}$, ${}^{57}_{27}\text{Co}$, ${}^{60}_{27}\text{Co}$, ${}^{137}_{55}\text{C}$. Mohou se využívat jako kalibrační zářiče pro HPGe detektor (High Purity Germanium Radiation Detector).

Pro energii fotonu elektromagnetického záření platí vztah 1.2

$$E = h \frac{c}{\lambda}, \quad (1.2)$$

kde h je Planckova konstanta $6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$, c je rychlost elektromagnetického záření ve vakuu, λ je vlnová délka. Energie gama záření nabývá energií od desítek keV.

Příkladem gama rozpadu je radionuklid $^{137}_{55}\text{Cs}$, viz obr. 1.1. Tento radionuklid se nejdříve rozpadne beta rozpadem za emise elektronu a elektronového antineutrína do excitovaného stavu. Poté dojde ke snížení energetické hladiny s 93,5% pravděpodobností, kdy excitované jádro vyzáří gama foton o energii 661,7 keV. Emise gama z dceřiného jádra je poměrně rychlý proces, narozdíl od β přeměny, která ji doprovází [1], [2].



Obrázek 1.1: Schéma gama rozpadu radionuklidu $^{137}_{55}\text{Cs}$ [3]

1.2 Interakce záření gama s hmotou

Mezi základní typy interakce záření gama s hmotou patří fotoelektrický jev, Comptonův rozptyl, tvorba elektron-pozitronových párů a Rayleighův rozptyl.

1.2.1 Fotoelektrický jev

Fotoelektrický jev (fotoefekt) je jednou z interakcí, která je způsobena gama zářením. Během fotoelektrického jevu dochází k interakci fotonu s atomem jako celkem, ve kterém foton předá veškerou svou energii. Nejčastěji tento jev probíhá na K-vrstvě elektronového obalu, která je nejbližší jádru. Z atomu je vyražen fotoelektron, který má energii úměrnou následujícímu vztahu 1.3

$$E_e = hv - E_b, \quad (1.3)$$

kde E_b je vazebná energie fotoelektronu v jeho původním obalu, E_e představuje energii elektronu a hv je energie fotonu.

Volné místo po elektronu je rychle zaplněno elektronem z jiných vrstev a přebytečná energie může být vyzářena v podobě rentgenového záření nebo vyražením elektronu, tj. Augerův efekt.

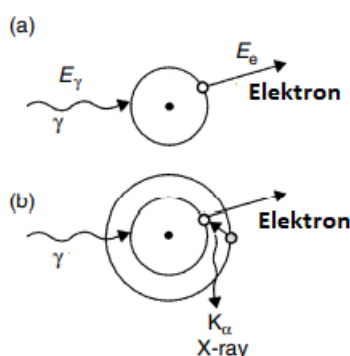
Jako příklad této interakce můžeme uvažovat dopadající fotony s energiemi nad 30 keV, které interagují s xenonem. Přibližně 86 % fotonů interaguje s K-vrstvou

atomu xenonu. Z toho je 87,5 % přebytečné energie vyzářeno v podobě charakteristického rentgenového záření a 12,5% je deexcitováno vyražením Augerových elektronů. Zbylých 14% dopadajících fotonů neprojde do K-vrstvy, jelikož jsou absorbovány již v L a M vrstvách.

Pravděpodobnost fotoefektu je dána účinným průřezem τ a závisí na atomovém čísle Z a na energii záření gama [3]

$$\tau \approx \frac{Z^n}{E_\gamma^{3,2}}, \quad (1.4)$$

kde n může nabývat hodnot 3-5 v závislosti na energii fotonu. Fotoelektrický jev převládá u nižších energií fotonů a u materiálů s vyšším Z . [1], [3], [4]



Obrázek 1.2: Fotoelektrický jev [3]

Na obr. 1.2 je zobrazeno schéma fotoelektrického jevu. V části *a* je vidět mechanismus fotoelektrické absorpce, v části *b* je zobrazena emise rentgenového záření.

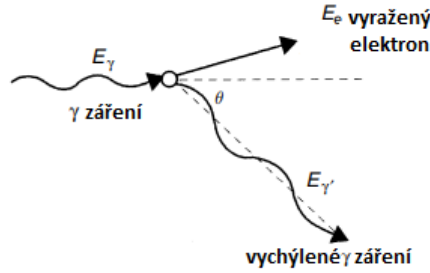
1.2.2 Comptonův rozptyl

Comptonův rozptyl je interakce s volně nebo slabě vázanými elektrony, nejčastěji na valečních vrstvách. Při této interakci narazí foton do elektronového obalu, foton se odrazí a pokračuje dál se sníženou energií, změněnou trajektorií a sníženou vlnovou délkou a po interakci s elektronovým obalem lehkého jádra dochází k uvolnění elektronu z obalu atomu. Na obrázku 1.3 je vidět schéma Comptonova rozptylu.

Při tomto ději se nemění počet fotonů, mění se jejich energie, směr a vlnová délka. Pro energii elektronu platí ze zákona zachování energie a hybnosti vztah 1.5:

$$E_e = E_\gamma - E_\gamma' = E_\gamma \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma(1 - \cos\theta)}{m_0 c^2}} \right), \quad (1.5)$$

kde E_γ je energie původního fotonu, E_γ' je energie odraženého fotonu, $m_0 c^2$ je klidová energie elektronu a θ je úhel o který se vychýlil původní foton.



Obrázek 1.3: Comptonův rozptyl [3]

V případě, že úhel rozptylu $\theta = 0$, nedochází k rozptylu původního fotonu a ani ke ztrátě energie E_e . Pro rozptylový úhel $\theta = \pi$ nastává zpětný rozptyl. V tomto případě je $\cos\theta = -1$ a snížení energie původního fotonu je zde největší.

Pravděpodobnost Comptonova rozptylu je určována pomocí účinného průřezu σ , který je závislý na atomovém čísle materiálu Z a energii záření E_γ viz. vztah 1.6 [3].

$$\sigma \approx \frac{Z}{E_\gamma} \quad (1.6)$$

S rostoucí hustotou ρ a protonovým číslem Z roste i pravděpodobnost Comptonova rozptylu. S rostoucí energií fotonů pravděpodobnost rozptylu klesá. Comptonův jev se může opakovat. Sekundární foton může látku opustit nebo může ztratit tolik energie, že následně zanikne fotoefektem [3], [5].

Rayleighův rozptyl

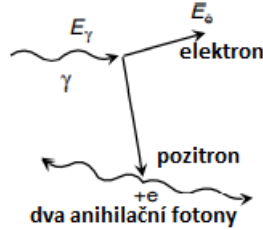
Kromě Comptonova nepružného rozptylu může také docházet k Rayleighovu pružnému rozptylu. Pro tento jev je typické, že dochází pouze ke změně hybnosti fotonu bez změny energie. Pravděpodobnost pružného (koherentního) rozptylu je podstatná pouze pro fotony s nízkou energií pod několik set keV pro běžné materiály a nejvýraznější je pro absorbéry s vysokým atomovým číslem Z [1].

1.2.3 Tvorba elektron-pozitronových párů

Tvorba elektron-pozitronových párů je interakce vysokoenergetického gama záření s Coulombickým polem jádra atomu. Dochází zde k zániku kvanta gama záření a vytvoří se pár elektron-pozitron. K této interakci dochází, pokud energie gama záření je větší než dvojnásobek klidové hmotnosti elektronu 1,022 MeV a nachází se v elektromagnetickém poli.

Pozitron a elektron vzniklý touto interakcí snižuje svou kinetickou energii pomocí excitace a ionizace.

Pokud má pozitron dostatečně nízkou energii, anihiluje se s elektronem a hmotnost se přemění na elektromagnetické záření. Vznikají dva anihilační fotony, každý z nich má energii 511 keV. K anihilaci dochází řádově za 1 ns, tato interakce je vyobrazena na obr. 1.4.



Obrázek 1.4: Tvorba elektron-pozitronových párů [3]

Interakci lze zapsat následující rovnicí:

$$h\nu = E_e + E_p + 2m_e c^2, \quad (1.7)$$

kde na levé straně je původní energie fotonu, která bude interagovat, E_e je energie elektronu, E_p je energie pozitronu a $2m_e c^2$ je klidová energie elektronu a pozitronu [1], [3], [6].

Pravděpodobnost tvorby párů vyjadřuje účinný průřez κ

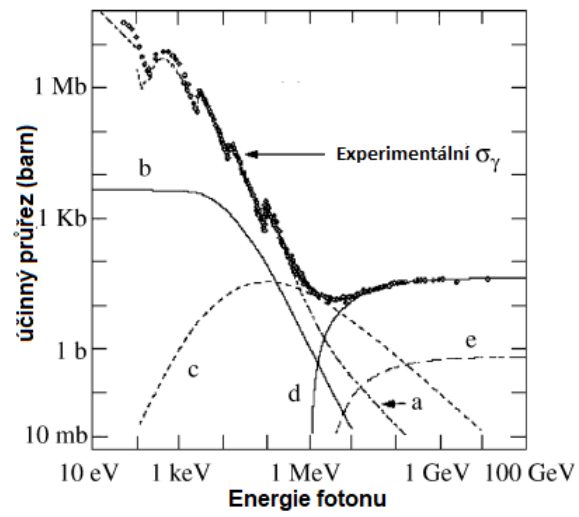
$$\kappa \approx Z^2 \ln(2E_\gamma), \quad (1.8)$$

který je závislý na atomovém čísle materiálu Z a energii záření E_γ [3].

1.2.4 Pravděpodobnost jednotlivých interakcí

Na obrázku 1.5 je znázorněna pravděpodobnost různých interakcí γ záření s atomem olova v závislosti na energii fotonu. Na obrázku je celkem 6 křivek. Výsledný účinný průřez σ_γ se skládá z křivek a , b , c , d , e . Křivka a odpovídá fotoefektu, b znázorňuje Rayleighův rozptyl, c značí Comptonův rozptyl. Křivka d je tvorba elektron-pozitronového páru v poli jádra, e znázorňuje tvorbu elektron-pozitronového páru v poli elektronu.

Z grafu lze vidět, že fotoefekt se uplatňuje především od nejnižších energií do 1 MeV, tvorba elektron-pozitronového páru od 1 MeV do vysokých energií a Comptonův rozptyl od 1 keV do 1 GeV [32], [8].



Obrázek 1.5: Pravděpodobnost jednotlivých druhů interakcí [8]

Polovodičové detektory

V této kapitole budou popsány vlastnosti polovodičů, hlavní principy a konstrukce polovodičového detektoru. Pro detekci gama záření je vhodný polovodič. Ideální polovodičový detektor by měl splňovat následující vlastnosti:

- vysoký absorpční koeficient a vysoké atomové číslo
- poskytovat co nejvíce páru elektron-díra
- umožňovat dokonalou elektronovou a děrovou vodivost
- dokonalou čistotu
- být rozumně velký a nestát vysokou cenu

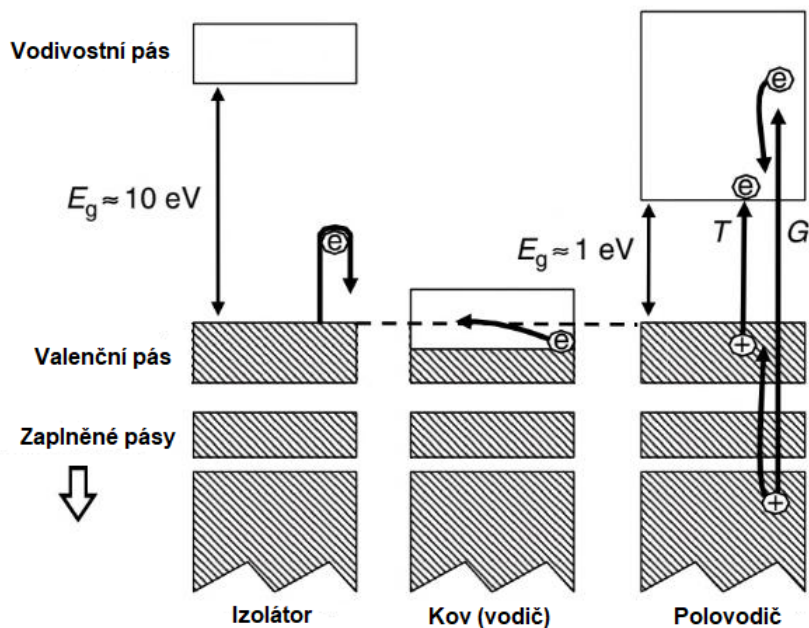
Tyto vlastnosti splňuje křemík ^{14}Si a germanium ^{32}Ge . Detektory z germania jsou vhodné, díky vyššímu protonovému číslu na měření spekter o vysokém rozsahu energií [3], [9].

2.1 Pásová struktura pevných látek

Elektrony jsou ve volném atomu rozmístěny v energetických hladinách, které jsou přesně určeny. Energetické pásy začnou vznikat, pokud se rozšiřují energetické hladiny chemickým navázáním atomů. Mezi energetickými pásy jsou oblasti, které jsou elektronům zakázány. Nejvyšší energetický pás, ve kterém se elektrony mohou vyskytovat, se nazývá valenční pás.

Pro migraci elektronu mezi atomy, musí být elektron schopen přecházet mezi energetickými stavy. Pokud se elektron nachází ve vhodném energetickém pásu a působí-li na materiál vnější elektrické pole, začne materiálem proudit elektrický proud. Existují tři typy materiálů: vodiče, izolanty a polovodiče. Jejich pásové struktury jsou schématicky znázorněny na obr. 2.1.

V izolantu je valenční pás zcela zaplněn a další dostupné energetické stavy jsou ve vyšším energetickém pásu, tzv. vodivostním pásu, který je oddělen zakázanou oblastí. Aby mohl elektron migrovat materiálem, musí získat dostatečnou energii E_g



Obrázek 2.1: Pásové struktury izolantu, kovu a vodiče [3]

k přeskoku z valenčního pásu přes pásovou mezeru do vodivostního pásu. Pro izolant je energie zakázané oblasti řádově 10 eV. Tato energie je mnohem vyšší než lze dosáhnout tepelnou excitací. Vodivostní pás u vodiče navazuje na valenční pás a elektrony mohou vést elektrický proud. V gama spektrometrii není vhodné, aby vodivostní pás navazoval na valenční pás, protože by výsledky měření byly ovlivněny přirozeným pozadím z tepelného šumu.

Pro polovodič je typické, že valenční vrstva je zaplněna jako u nevodivce, ale pro přechod do vodivostního pásu mu stačí mnohem nižší energie než u izolantu $E_g \approx 1 \text{ eV}$. Tuto energii je možné dosáhnout tepelnou excitací. Pravděpodobnost, že elektron postoupí do vodivostního pásu je ovlivněna teplotou. Tj. ochlazením materiálu se sníží počet elektronů ve vodivostním pásu, a tím se sníží proud pozadí a je mnohem lehčí detekovat dodatečnou excitaci způsobenou interakcemi [10], [11].

2.2 Vlastnosti polovodičů

Polovodiče jsou látky, které se za určitých podmínek jako izolanty. Pokud se tyto podmínky vhodně změní, začnou se chovat jako vodiče a může jimi procházet elektrický proud. Mezi nejčastější polovodiče patří křemík a germanium. Typickou vlastností pro polovodiče je, že při zahřátí se zvětší jejich vodivost a klesá odpor.

Polovodiče tvoří především prvky ze čtvrté periodické skupiny tabulky prvků a jsou vázány kovalentní vazbou. Rozlišují se dva typy vedení elektrického proudu

v polovodičích - vlastní vodivost a příměsová vodivost. Vlastní vodivost znamená, že krystal tvoří pouze atomy jednoho prvku ze čtvrté skupiny. Příměsová vodivost nastává v krystalu, v němž jsou především atomy prvků z třetí a páté skupiny periodické soustavy prvků, tedy obsahuje 3 nebo 5 valenčních elektronů. Příměsi ovlivňují elektrickou vodivost.

Polovodiče dělíme podle hlavních nositelů náboje na tři typy, prvním je polovodič typu N, kde jsou nositeli náboje volné elektrony. Druhým je polovodič typu P, kde jsou nositeli náboje jsou elektronové vakance, tzv. díry. Posledním typem je PN, u tohoto typu se vytvoří přechod, kdy z oblasti N začnou volné elektrony přecházet do oblasti P, kde dochází k jejich rekombinaci. Podobné chování lze pozorovat i u volných děr, které „přecházejí“ do oblasti N. Germanium se řadí mezi monokrystalické polovodiče, který je polovodičem typu PN [12], [11].

2.2.1 Vlastní vodivost polovodičů

V přírodě se nevyskytuje dokonalý vlastní polovodič (dokonalý krystal bez poruch a příměsí), při pečlivé výrobě se mu však můžeme přiblížit. Polovodič neobsahuje žádné volné elektrony, když je jeho vodivostní pás prázdný, tj. při teplotě 0 K. A proto je potřeba dodat dostatečnou energii pro uvolnění elektronu z kovalentní vazby, např. pro křemík to je více než 1,1 eV. Jsou tři možnosti, jak uvolnit elektron.

První možnost je tepelná excitace, během které kladné ionty kmitají kolem svých rovnovážných poloh. Tímto může elektron získat energii, kterou překoná vazebnou energii. Při pokojové teplotě 300 K je energie kmitů 0,025 eV a s rostoucí teplotou se počet elektronů zvyšuje.

Druhou možností je světelná excitace, nebo-li vnitřní fotoefekt, kde elektron získá energii dopadem elektromagnetického záření. Energie, kterou může elektron získat, je přímo úměrná frekvenci dopadajícího elektromagnetického záření, která se pohybuje mezi 1,5 až 3,1 eV.

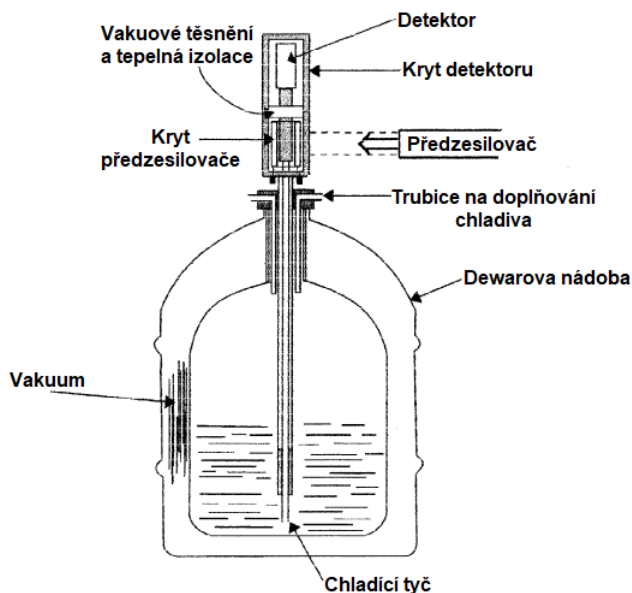
Třetí možností je excitace silným elektrickým polem, při pokojových teplotách by se materiál zničil působením pole o vysoké elektrické intenzitě. Proto nepřipadá tento způsob excitace v úvahu [13], [14].

2.3 Konstrukce HPGe detektoru

Na obrázku 2.2 je zobrazen základní průřez HPGe detektorem. Detektor je umístěn v tenkém hliníkovém krytu, aby co nejméně pohlcoval záření gama. Krystal germania je umístěn ve vakuu, na obr. 2.2 v horní části. Pod detektorem je umístěn předzesilovač, který vede impulsy na zesilovač. V chladicí části je Dewarova nádoba, v níž je obsaženo chladivo - zpravidla tekutý dusík nebo také může být chlazen i Peltierovým článkem. Detektor gama záření z vysoce čistého germania (HPGe) je chlazen tekutým dusíkem na teplotu -196°C , tak aby došlo k eliminaci tepelného

pohybu elektronů, které způsobují šum. Detektor je odstíněn olověným stíněním, který má zevnitř měděné pokrytí, kvůli potlačení brzdného záření z olova [14].

Germaniové detektory jsou různých konstrukcí a rozsahů detekce energetických spekter. Z toho důvodu není vhodné využívat pro detekci nízkoenergetického spektra detektory s rozsahem pro několik MeV a naopak [15].



Obrázek 2.2: Schéma HPGe s chlazením [15]

2.4 Princip polovodičového detektoru

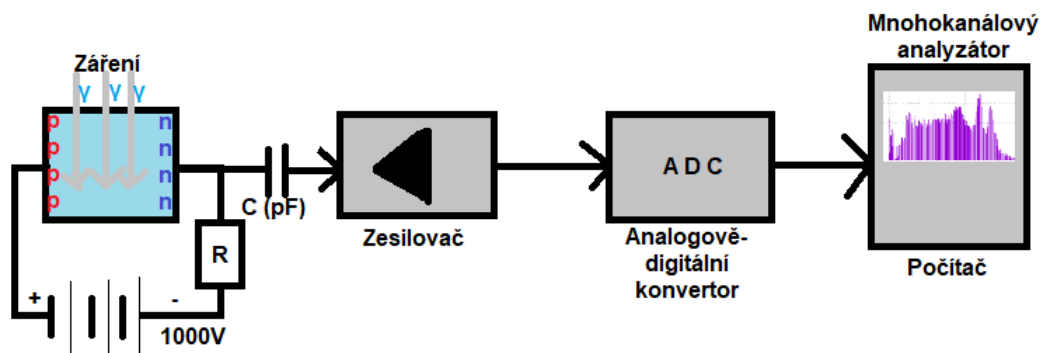
Polovodičový detektor je svým principem analogie ionizační komory. Tento typ detektoru je zapojen jako polovodičová dioda v nevodivém (závěrném) směru a při zapnutí detektoru je přiváděno napětí do detektoru postupně, aby nedošlo k jeho poškození. Přiváděné napětí se pohybuje v rozmezí 1000-3000 V.

Při průchodu gama záření detektorem dochází jeho interakci a následnému uvolnění jednoho nebo více elektronů. Elektrony mají dostatečnou energii, aby se dostaly do vodivostního pásu. Následně jsou elektrony přitahovány k anodě a detektorem začne proudit elektrický proud, jehož velikost je úměrná energii gama záření.

Tento signál je veden do předzesilovače, který je od vysokého napětí oddělen kondenzátorem. Často jsou využívány nábojově citlivé předzesilovače, u kterých je vstupní náboj roven výstupnímu napěťovému impulsu. Zesílené impulsy jsou vedeny do zesilovače, kde je signál upravován a zesilován. Zde je provedena redukce šumu a tvarování signálu do Gaussovy funkce.

Upravený signál je veden do mnohokanálového analyzátoru, kde se z upravených signálů vytvoří spektrum, které přiřazuje signálu kanál detektoru. Analyzátor dále posílá signál do analogového digitálního konvertoru, který impuls převede na číselný

údaj. Nakonec se s pomocí počítače vykreslí spektrum. Schéma polovodičového detektoru je zobrazeno na obr. 2.3 [9], [15], [16].



Obrázek 2.3: Schéma polovodičového detektoru

2.5 Energetická kalibrace

Energetická kalibrace se provádí, aby změřené spektrum objektivně vyjadřovalo rozložení energií. Během kalibrace se přiřazuje každému kanálu energie daného píku zářiče.

K energetické kalibraci spektrometrů se nejčastěji využívají kalibrační zářiče etalony typu EG3 (bodový zářič), nebo Marinelliho nádoba, které jsou certifikovány ČMI.

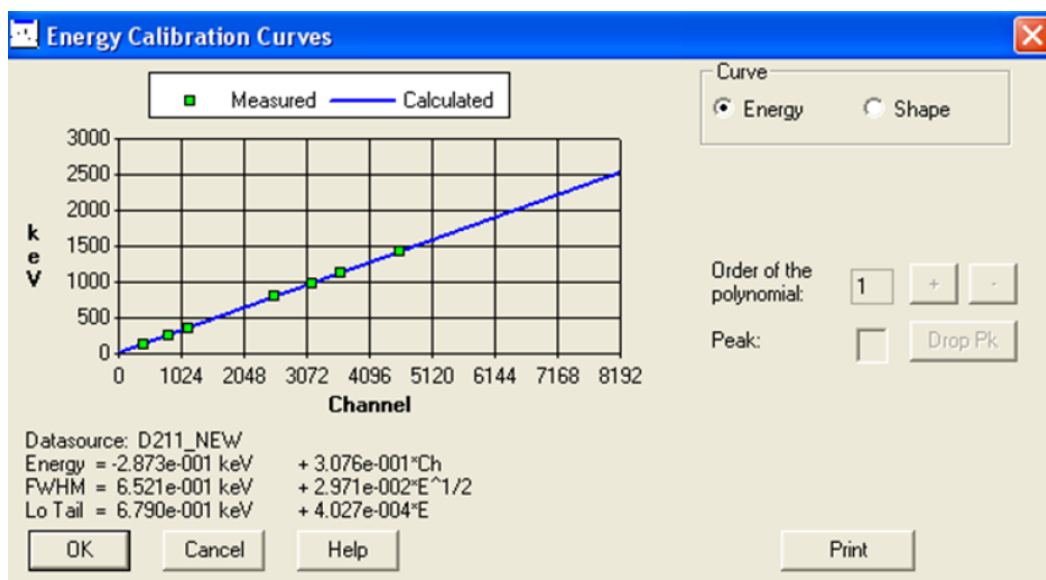
Nejčastěji používané kalibrační zářiče a jejich hodnoty gama linky jsou uvedeny v tab. 2.1 [17]. Hodnoty těchto píků nejlépe pokrývají energetický rozsah HPGe detektoru.

Radionuklid	Energie (keV)
^{57}Co	122
^{60}Co	1173,2; 1322
^{137}Cs	662
^{241}Am	59,6
^{152}Eu	867; 1086; 1408

Tabulka 2.1: Hodnoty využívané k energetické kalibraci

Nameřené píky jsou nejčastěji proloženy lineární funkcí, která je nazývána jako kalibrační křivka. Dále je stanovena pološířka spektrometrického píku FWHM v závislosti na energii.

Energetická kalibrace se pro kontrolu periodicky opakuje. Výsledná energetická kalibrace je uvedena na obr. 2.4, byla určena programem Genie 2000.



Obrázek 2.4: Energetická kalibrace [18]

2.6 Účinnostní kalibrace

Účinnost detektoru závisí na tloušťce necitlivé vrstvy a rozměru krystalu germania, poloze a energii emitovaného gama záření. Krystaly germania v detektorech typu p mají necitlivou vrstvu na vnějším povrchu, která silně tlumí fotony o nízkých energiích a tím snižuje účinnost detektoru. Necitlivá vrstva je způsobena vrstvou lithia, která difunduje do krystalu germania a funguje jako katoda. Z toho vyplývá, že aktivní část krystalu je menší než fyzické rozměry [19].

Účinnost je možné zjistit experimentálně nebo pomocí simulace v MCNP.

2.6.1 Relativní kalibrace

Experimentální (relativní) kalibrace je stanovena pomocí kalibračních zářičů, které jsou změřeny na detektoru. Z naměřených aktivit těchto zářičů a rovnice 2.1 lze určit účinnostní křivku pro detektor [20].

$$A_0 = \frac{NPA}{\epsilon Y t_{live}} \cdot K, \quad (2.1)$$

kde NPA je naměřená čistá plocha píku, t_{live} je čistá doba měření bez mrtvé doby detektoru, K je korekce na rozpad během měření, Y výtěžnost energetického píku, ϵ účinnost pro detekovanou energii píku, A_0 je aktivita na počátku měření.

Pro tento typ kalibrace jsou využívány jako bodové zdroje etalony typu EGX ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{241}Am , ^{133}Ba , ^{152}Eu . Relativní kalibrace je dostačující, pokud všechny vzorky mají stejný tvar jako etalon a hustotu [21].

2.6.2 Absolutní kalibrace

Absolutní kalibraci je možné určit výpočtem pomocí MCNP. Výpočetní model je sestaven na základě experimentálního měření rozměrů a tloušťky necitlivé vrstvy.

Pro sestavení MCNP modelu je proveden radiogram ozářením gama zářiči ^{60}Co , ^{137}Cs . Radiografie je využívána k ověření fyzických rozměrů krystalu, komponent detektoru, tloušťky a jeho polohy v hliníkovém pouzdře. Výsledný radiogram je zobrazen na obr. 2.5. V MCNP modelu se využívá hustota germania, která odpovídá čistému krystalu.



Obrázek 2.5: Radiogram HPGe detektoru [18]

Následně je provedena empirická kalibrace pomocí kalibračních zářičů. Často se využívají zářiče ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{241}Am , ^{133}Ba , ^{152}Eu . Experimentální hodnoty jsou následně porovnány s vypočtenými hodnotami získanými výpočtem v MCNP.

Dalším úkonem je určení tloušťky necitlivé vrstvy detektoru pomocí zářiče ^{241}Am . Fotony ze zářiče zasahují stejný bod v krystalu germania pod úhly 45° a 90° s pomocí olověného kolimátoru. Následně jsou pro oba úhly zaznamenány píky plné absorpce pro energii 59,54 keV. Tato nízká energie byla vybrána, aby byla zajištěna vysoká citlivost na tloušťku necitlivé vrstvy.

Tloušťku absorpční vrstvy je možné vypočítat z poměru relativní četnosti mezi oběma úhly. Vztah 2.2 je využíván pro určení necitlivé vrstvy germaniového krystalu [19].

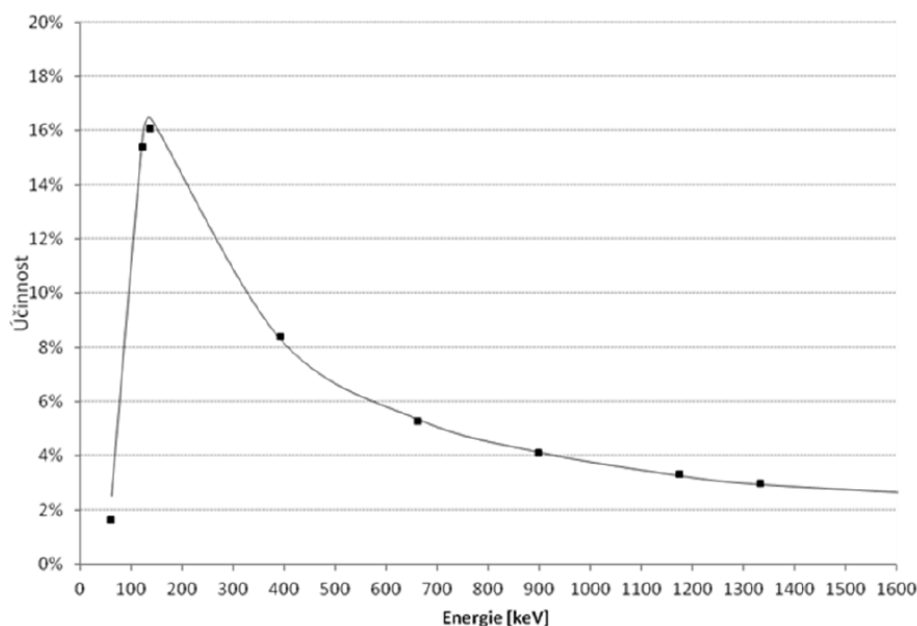
$$\frac{N_{45}}{N_{90}} = \exp(-\mu_{Al}d_{Al}(\sqrt{2} - 1)) \cdot \exp(-\mu_{Ge}d_{Ge}(\sqrt{2} - 1)) \quad (2.2)$$

Kde N_x je počet impulsů pro daný úhel, μ_{Al} a μ_{Ge} jsou lineární koeficienty zeslabení pro hliník a germanium, d_{Al} je tloušťka hliníku a d_{Ge} je tloušťka absorbujícího germania (necitlivé vrstvy), která je určována. Pokud je měření prováděno na čelní straně detektoru, je k vzorci přidán exponenciální člen popisující útlum v tepelně a elektricky izolačním materiálu Mylar, který je umístěn uvnitř detektoru. Materiálové hustoty a koeficienty zeslabení pro energii 59,54 keV jsou uvedeny v tab.2.2.

Materiál	Lineární koeficient zeslabení (cm ² /g)	Hustota (g/cm ²)
Al	0,281	2,699
Ge	2,07	5,323
Mylar	0,187	1,4

Tabulka 2.2: Materiálové hustoty a lineární koeficienty zeslabení

Detekční účinnost, viz obr. 2.6, je závislá na energii záření gama. Pro nízké energie záření gama je detekční účinnost nízká, protože tyto fotony obtížně pronikají do citlivého objemu detektoru. Účinnost pro energie cca 100 až 120 keV dosahuje maxima. Po překročení této energie detekční účinnost pomalu klesá. Důvodem je, že při vyšších energiích stále větší část fotonů prolétá citlivým objemem detektoru, aniž by došlo k absorpci fotoefektem.



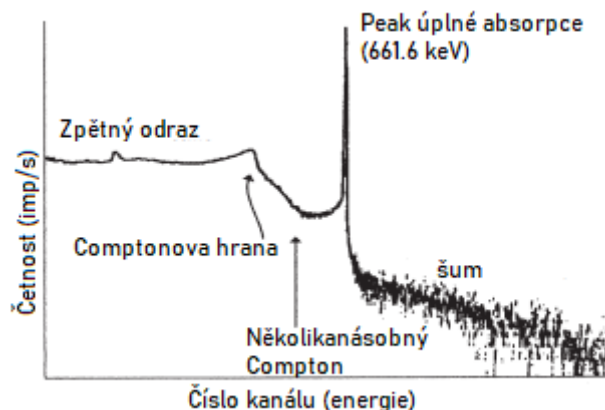
Obrázek 2.6: Účinnost HPGe detektoru pro bodový zdroj EG3 na čele detektoru [18]

Výpočetní model je zvalidován pomocí etalonu měřených v různých vzdálenostech (na čele detektoru, v 5 cm a 10 cm), bodového zdroje a Marinelliho nádobou [19], [21], [22].

2.7 Spektrum gama záření

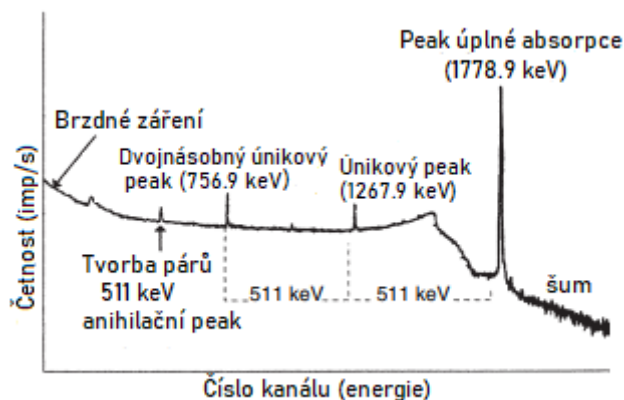
Výstupem v gama spektrometrii je graf závislosti energií (kanálů) na počtu detekovaných impulsů, který zobrazuje interakci záření γ s materiálem detektoru a obklopujícího materiálu. Tento graf se nazývá spektrum energií záření gama. Ve spektru odpovídá osa x počtu kanálů v multikanálovém analyzátoru. Kanály z analyzátoru se pomocí energetické kalibrace přepočtou na energie. Na ose y vidíme

počet detekovaných impulsů záření γ . Spektrum se využívá pro identifikaci radionuklidu, nejdůležitější jsou energetické píky, které vznikly úplnou absorpcí z fotonů emitovaných z radionuklidu fotoefektem.



Obrázek 2.7: Spektrum záření gama radionuklidu ^{137}Cs [3]

Na obrázku 2.7 je zobrazeno spektrum radionuklidu ^{137}Cs , na kterém je vidět pík úplné absorpce (FEP) o energii 661,6 keV. Z Comptonova rozptylu pochází část spektra, nacházející se vlevo před píkem. Je zde Comptonova hrana odpovídající odrazu fotonu o úhel 180° . Několikanásobný Compton je způsoben opakovaným Comptonovým jevem s vychýleným fotonem. Zpětný odraz je způsoben Comptonovým rozptylem mimo detektor (ve stínění) a následně je vychýlený foton zachycen v detektoru. V pravé části od píku úplné absorpce se nachází šum a pozadí.



Obrázek 2.8: Spektrum záření gama radionuklidu ^{28}Al [3]

V části spektra, pocházející z Comptonova rozptylu, se mohou nacházet další píky, viz. obr. 2.8, spektrum záření gama radionuklidu ^{28}Al . Tyto píky souvisí s tvorbou elektron-pozitronového páru. Anihilační pík má vždy energii 511 keV. Anihilační pík vzniká pohlcením anihilačního fotonu v detektoru, který vzniká mimo detektor elektron-pozitronovým párem. První únikový pík se nachází 511 keV níže od píku úplné absorpce a dvojnásobný únikový pík o 1022 keV níže [3], [15].

Neutron

Neutron je částice, označována jako n nebo n^0 , která nemá elektrický náboj. Klidová hmotnost neutronu je $940 \text{ MeV}/c^2$, neutron je tedy svou hmotností blízký hmotnosti protonu. Neutron spolu s protonem tvoří jádra atomů, tyto dvě částice jsou nazývány jako nukleony.

Existenci neutronu navrhl Ernest Rutherford v roce 1920, jeho existence byla potvrzena o několik let později James Chadwickem. Ten pomocí alfa částic nechal ozářit berylium a studoval záření, které berylium v důsledku toho vyzařuje. Vznikající záření je neionizující a zároveň vysoce pronikavé [23].

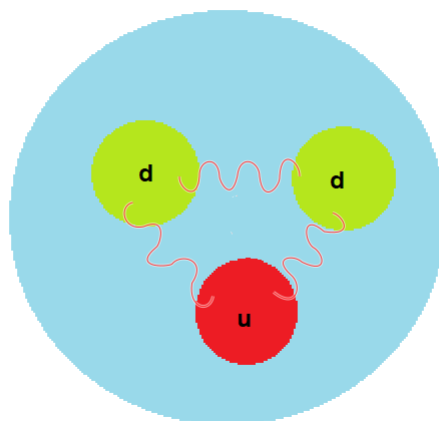
3.1 Vlastnosti neutronu

Neutron je obsažen ve všech jádrech mimo izotopu vodíku 1H , které je tvořeno pouze protonem. Mimo atomové jádro je neutron nestabilní a rozpadá se beta rozpadem na proton, elektron a antineutrino a dále je uvolněna energie $0,78 \text{ MeV}$, uvedeno v rovnici 3.1.



Jeho poločas rozpadu je 611 s . Tato částice je neutrální a je řazena mezi hadrony, tj. částice na kterou působí silná jaderná interakce. Neutron je složen ze dvou kvarků d a jednoho kvarku u , zobrazeno na obr. 3.1 [24].

Neutrony je možné rozdělit do několika skupin podle kinetické energie na ultrachladné, chladné, tepelné, rezonanční, středních energií, rychlé a vysokoenergetické viz tab. 3.1.



Obrázek 3.1: Složení neutronu

Název	Energie
Ultrachladné	$< 10^{-6}$ eV
Chladné	10^{-6} - 0,005 eV
Tepelné	0,005 - 0,5 eV
Rezonanční	0,5 - 1000 eV
Střeniích energií	1 - 500 keV
Rychlé	0,5 - 20 MeV
Vysokoenergetické	> 20 MeV

Tabulka 3.1: Klasifikace neutronů

3.2 Interakce neutronů s látkou

Interakce neutronu s látkou je podmíněna jadernými silami. Mezi neutronem a nabitou částicí nejsou coulombovské síly, neboť neutron nenes elektrický náboj. K elektromagnetické interakci dochází z důvodu existence magnetického momentu neutronu. Energie této interakce bývá velmi nízká a je možné ji zanedbat. Uvažujeme jenom srážky s jádry, při kterých je uplatňována silná interakce [25].

Mezi základní interakční procesy patří:

- pružný rozptyl (n,n)
- nepružný rozptyl (n,n')
- jaderné reakce s emisí nabitých částic (n,p), (n, α) nebo několika neutronů (n,xn)
- radiační záchyt (n, γ)
- štěpení jader (n,f)

Při všech interakcích platí zákon zachování energie a hmoty, zákon zachování hybnosti, zákon zachování spinu a zákon zachování elektrického náboje [26].

Pružný rozptyl (n,n)

Pružný rozptyl je nejpravděpodobnější způsob interakce. Při pružném rozptylu dochází ke srážce neutronu a terčového jádra, ale nedojde ke vnitřní změně energie. Energie, kterou neutron předá jádru, se celá přemění na kinetickou energii. Následně dojde ke změně trajektorie neutronu, který se zbytkem energie pokračuje dál. Jádro atomu nemění svůj stav a děj pokračuje, dokud nebude mít neutron dostatečně nízkou energii, aby byl pohlcen v jádře [26].

Nepružný rozptyl (n,n')

Jako u pružného rozptylu dochází k nárazu neutronu do terčového jádra v základním stavu. Je-li energie větší než energie prvního excitovaného stavu, dojde k nepružnému rozptylu. Jádro přejde do základního stavu vyzářením jednoho či více fotonů. Kinetická energie z narážejícího neutronu je rozdělena mezi kinetickou energii odraženého jádra a rozptýleného neutronu a energii emitovaných fotonů. Neutron má tedy sníženou energii a pokračuje po změněné trajektorii [25], [26].

Radiační záchyt (n, γ)

Radiační záchyt je podstatná interakce v oblasti neutronů nízkých energií. Obecně je zapsán podle rovnice 3.2.



Při radiačním záchytu není neutron odpuzován coulombovskými silami, a je tedy pro něj snadnější být pohlcen, pokud se dostane do dosahu jaderných sil. Po záchytu dojde k deexcitaci a emisi jednoho nebo více fotonů. Excitační energie se pohybuje od 5 do 10 MeV [26].

Jaderné reakce s emisí nabitých částic nebo několika neutronů

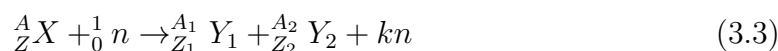
Absorpcí neutronu se vytvoří složené jádro, které se může deexcitovat jinými způsoby, než bylo uvedeno dříve. Reakce (n,p) probíhají pomocí rychlých neutronů, které mají dostatečnou energii, aby se uvolnil proton z vazby a zároveň překonal Coulombickou bariéru. Mohou to být exotermické nebo endotermické reakce, neboť klidová hmotnost protonu je menší než klidová hmotnost neutronu.

U reakce (n, α) musí narážející neutron přinést i určitou velikost kinetické energie, aby se částice α mohla dostat přes Coulombickou bariéru a opustit jádro.

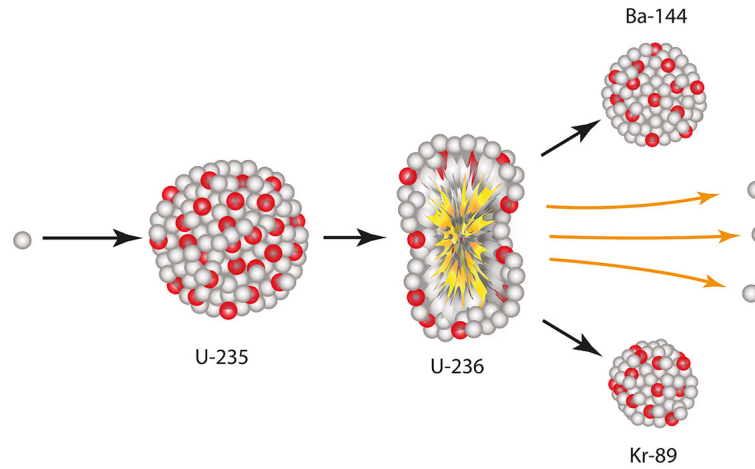
Podmínkou pro reakce (n,2n), (n,np), (n,3n) je, aby excitační energie byla větší než vazbová energie produktů reakce (nukleonů) [26].

Štěpení jader (n,f)

Při štěpení dochází k rozdělení jádra nejčastěji na dva úlomky a následně je emitováno i několik dalších neutronů, tzv. okamžité neutrony. Rovnice 3.3 popisující tento děj je uvedena níže.



Zbytky původního jádra mohou prodělat další samovolné rozpady, během kterých se mohou emitovat zpožděné neutrony. Na obr. 3.2 je zobrazena štěpná reakce pro ^{235}U [26], [27].



Obrázek 3.2: Schéma štěpné reakce pro ^{235}U [27]

3.3 Účinný průřez

Mikroskopický účinný průřez vyjadřuje míru pravděpodobnosti, že dojde k interakci mezi jedním jádrem, nacházejícím se v terčové ploše 1 m^2 a jedním dopadajícím neutronem, který projde kolmo touto plochou [28]. Jednotkou je barn, tj. $1\text{ barn} = 10^{-28}\text{ m}^2$.

Mikroskopický průřez v závislosti na energii lze rozdělit na tři hlavní oblasti (obr. 3.3):

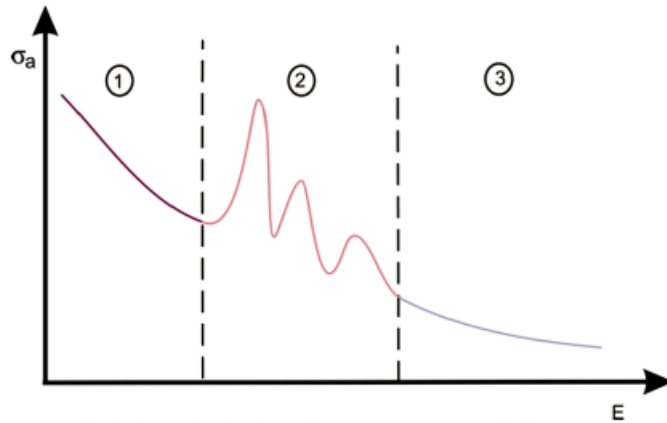
1. Oblast zákona $1/v$ - pomalé neutrony, do 1 eV
2. Rezonanční oblast - 1 eV až 10^3 eV
3. Oblast rychlých neutronů - rychlé neutrony, od 10^6 eV

Celkový účinný průřez se vypočte podle následujícího vztahu:

$$\sigma_t = \sigma_a + \sigma_s + \sigma_x, \quad (3.4)$$

kde σ_a je účinný průřez pro absorpci, σ_s je účinný průřez pro rozptyl a σ_x pro reakce, při kterých neutron vyrazí z jádra jiné částice, např. n, p, alfa částici aj..

Makroskopický účinný průřez vyjadřuje pravděpodobnost interakce mezi jedním ze všech jader, které jsou obsaženy v krychli o hraně 1 m , a jedním neutronem, jenž



Obrázek 3.3: Závislost účinného průřezu na energii [28]

dopadá kolmo na jednu ze stěn této krychle. [27] Makroskopický účinný průřez se vypočte následujícím vztahem:

$$\Sigma = N \cdot \sigma, \quad (3.5)$$

kde N je počet terčových jader.

3.4 Neutronové zdroje

3.4.1 Radionuklidové zdroje

Radionuklidové zdroje jsou založeny na principu samovolného rozpadu jader. Konstrukce bývá jednoduchá, často je to zdroj zapouzdřený v nerezovém pouzdře. Mezi výhody radionuklidových zdrojů patří:

- malé rozměry
- nízká cena
- snadno definovaná emise neutronů
- minimální nároky na údržbu.

Naopak nevýhodou jsou nižší emise neutronů oproti ostatním zdrojům a doprovodné záření gama. Spektrum je neproměnné a je možné ho moderovat. Radionuklidové zdroje mohou být reakce (α, n) nebo (γ, n) , ale i spontánně štěpný zdroj ^{252}Cf .

Velmi často se využívá radionuklidový zdroj, který využívá reakci (α, n) . Zde má částice α dostatečnou energii k překonání Coulombické bariéry lehkých jader a následnému vyvolání jaderné reakce. Nejčastěji se využívají ^{241}Am , ^{238}Pu , ^{239}Pu s berylliovým terčíkem, kde je produkován ^{12}C a při jeho deexcitaci unikají fotony s energií 4,43 MeV, viz. rovnice 3.6.



Výtěžky z této reakce jsou poměrně nízké, na milion α částic vznikne jen několik desítek neutronů.

Radionuklidové zdroje na bázi reakce (γ, n) jsou využívány zřídka. Má velmi nízkou výtěžnost a vysoké pozadí s fotonovým zářením. Obdobně jako u (α, n) je zde kombinace radionuklidu a vhodného terčíkového materiálu. V praxi se využívají následující dvě reakce.



V jiných terčových jádrech je příliš velká vazbová energie neutronu, a tak pro reakci (γ, n) není možné použít fotony z radionuklidových zdrojů s dostatečně velkým poločasem rozpadu [32], [26].

3.4.2 Neutronové generátory

Neutronové generátory mají poměrně vyšší výtěžnost než radionuklidové zdroje. Neutronové generátory obsahují kompaktní lineární urychlovače částic, ve kterém jsou urychlovány izotopy vodíku (deuterium D, tritium T) na terčík, jehož materiálem je nejčastěji titan, scandium nebo zirkonium. Urychluje se D a trefuje se terčík s vázaným T nebo D. Vzniká jádro helia a uvolní se neutron.



Energie neutronu z DT reakce je 14,1 MeV, z DD reakce 2,5 MeV. DT reakce je využívána častěji, protože její výtěžek je 50-100 krát větší než u reakce DD [26], [29].

3.4.3 Jaderné reaktory

Jaderný reaktor je zdrojem nejen velkého množství energie, ale i velkého množství neutronů. Při štěpné řetězové reakci se uvolní 2-3 neutrony, které mají střední energii 2 MeV. Palivem v reaktoru často bývá ${}^{235}\text{U}$.

Jak již bylo zmíněno dříve, při štěpení vznikají 2 štěpné trosky, 2-3 neutrony a uvolňuje se energie přibližně 200 MeV na jedno štěpení. Neutrony vzniklé v bezprostředním okamžiku po štěpení se nazývají okamžité, neutrony vznikající následně se nazývají zpožděné a je jich méně než 1%.

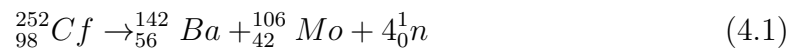
Výzkumné reaktory jsou využívány jako zdroj neutronů, kde ozařování může probíhat jak v kanále mimo aktivní zónu, tak i v kanále, který prochází tangenciálně

aktivní zónou. U energetických reaktorů je nežádoucí, aby unikaly neutrony mimo aktivní zónu.

Spontánně štěpný zdroj Cf

Pravděpodobnost samovolného štěpení se zvyšuje s rostoucím protonovým číslem. Kaliforniový zdroj patří k nejpoužívanějším neutronovým zdrojům, mezi jeho hlavní výhody patří vysoký výtěžek neutronů na jednotku hmotnosti. Tuto výhodu je vhodné použít zejména pro konstrukci malých zdrojů. Druhou výhodou je podobnost stěpného spektra ^{252}Cf se štěpným spektrem ^{235}U . ^{252}Cf je jediný neutronový standard důsledkem toho je vhodné využívat kaliforniový zdroj k validaci účinných průřezů, dále tento zdroj může být využíván k nastartování štěpné řetězové reakce, neutronovou aktivační analýzu nebo neutronovou radiografii, která slouží k detekci vad.

Izotop ^{252}Cf má poločas rozpadu 2,645 let. V následující rovnici 4.1 je uveden příklad rozpadu kaliforia na dvě štěpné trosky a neutrony.



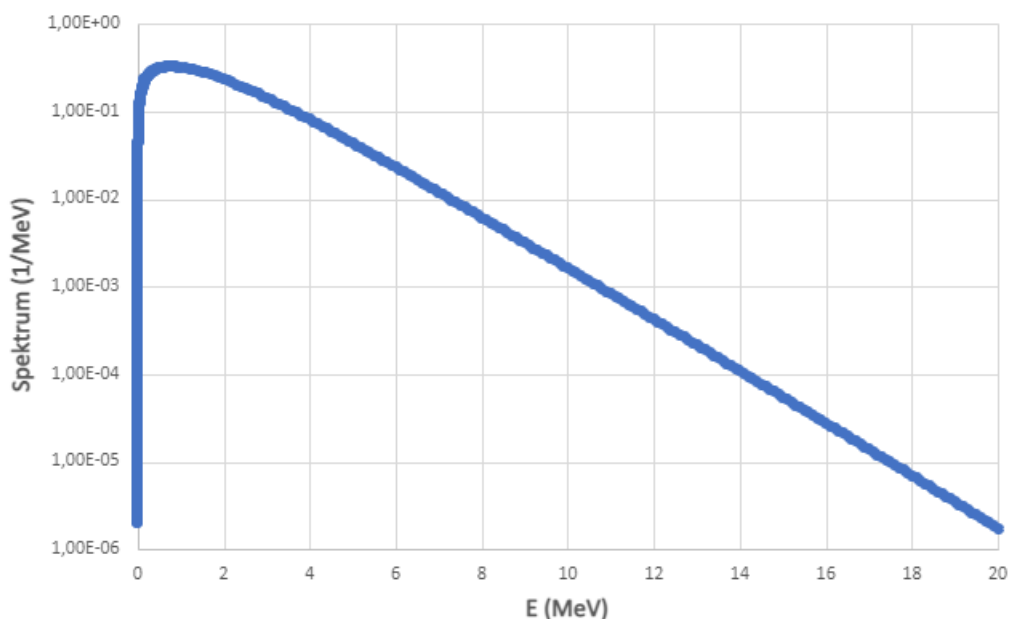
Tento radionuklid se s 96,9% pravděpodobností rozpadá alfa rozpadem na ^{248}Cm , zbylá 3,1% činí samovolné štěpení. Při štěpení vzniká průměrně 3,75 rychlých neutronů, které mají spojitě energetické spektrum se střední energií 2,13 MeV a nejvíce pravděpodobnou energií neutronu je 0,7 MeV. Energetické spektrum ^{252}Cf může být přibližně popsáno Wattovou formulí 4.2 [30].

$$N(E) = e^{-\frac{E}{a}} \sinh(\sqrt{bE}) \quad (4.2)$$

E je energie neutronů v jednotkách MeV a pro ^{252}Cf je $a=1,18$ MeV a $b=1,03419$ MeV $^{-1}$.

V Centru výzkumu Řež (CVŘ) je využíváno při výpočtech standardizované spektrum, které je poskytnuté IAEA a je založeno na Mannhartově evaluaci. Spektrum neutronů ze zdroje ^{252}Cf je na obr. 4.1.

Aktivitu kaliforia zdroje lze hodnotit třemi různými způsoby: v μCi (nebo Bq) nebo v jednotkách neutronového toku (n/s).



Obrázek 4.1: Mannhartovo spektrum ^{252}Cf [31]

4.1 Složení zdroje

Vyráběné zdroje obsahují jen pár mikrogramů nuklidu a jeho produkce neutronů je v řádech 10^9 až 10^{10} neutronů za sekundu. Jeho specifická aktivita je 536 Ci/g, tj. $1983,2 \cdot 10^{10}$ Bq/g. Ve zdroji je kalifornium obsaženo v paladiové matici ve formě oxidu. Izotopický zdroj ^{252}Cf obsahuje i jiné izotopy, které se ale dají odstranit jen obtížně. Obsah izotopu ^{252}Cf a ostatních se určuje pomocí hmotnostní spektroskopie. V tab. 4.1 je uvedeno typické izotopické složení zdroje a v tab. 4.2 jsou uvedeny poločasy rozpadu, pravděpodobnost samovolného štěpení a střední počet neutronů na jedno štěpení.

Kvůli krátkému poločasu rozpadu ^{252}Cf , se mění izotopické složení neutronového zdroje a přírůstky neutronů z ^{250}Cf se po 15 letech nedají zanedbat. Z tohoto důvodu je doporučeno po 10 letech ověřit emisi zdroje v manganové lázni.

Nuklid	Izotopické složení (%)
^{249}Cf	8,814
^{250}Cf	15,814
^{251}Cf	4,5467
^{252}Cf	70,826
^{253}Cf	0,000
^{254}Cf	0,000

Tabulka 4.1: Zastoupení jednotlivých izotopů ve zdroji

Nuklid	Poločas rozpadu	Pravděpodobnost samovolného štěpení	Střední počet neutronů
^{249}Cf	351 let	$5,2 \cdot 10^{-9}$	3,4
^{250}Cf	13,20 let	$7,9 \cdot 10^{-4}$	3,53
^{251}Cf	898 let	$9,0 \cdot 10^{-6}$	3,7
^{252}Cf	2,645 let	$2,09 \cdot 10^{-2}$	3,768
^{253}Cf	17,81 dne	-	-
^{254}Cf	61,9 dne	0,99701	3,93

Tabulka 4.2: Hodnoty pro jednotlivé izotopy

Zdroj je uzavřen v nerezovém pouzdře, které je obaleno z bezpečnostních důvodů ještě v druhém nerezovém pouzdře. Dvojitá ochrana je zde, proto aby neunikaly do okolí produkty ze štěpení a přirozené radioaktivní přeměny. Pouzdra jsou mechanicky odolná tak, aby vydrželo tlak z produkce α částic [30].

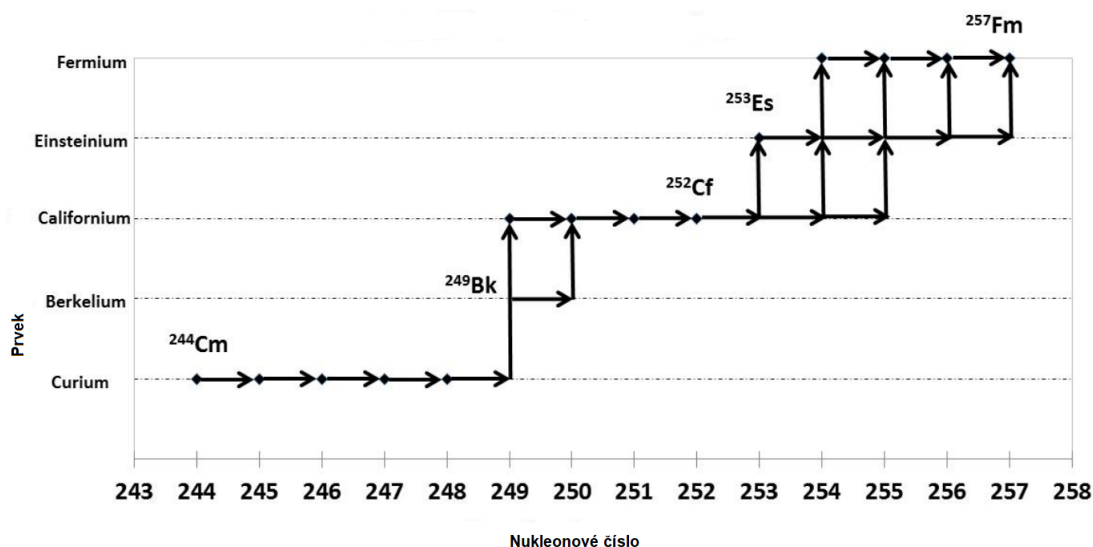
4.2 Výroba zdroje

Výroba probíhá ve dvou místech na světě: High Flux Isotope Reactor (HFIR) v Oak Ridge National Laboratory (ORNL) v Tennessee v USA a ve Výzkumném ústavu jaderných reaktorů (RIAR) v Dimitrovgradu v Rusku. Produkce v ORNL ze 70 % pokrývá celosvětovou poptávku, tj. 250 miligramů za rok.

Výroba neutronového zdroje probíhá transmutací na tercích Cm_2O_3 , na kterých dochází ke dvěma procesům. První je neutronový záchyt a následné zvýšení nukleonového čísla. Druhým procesem je beta rozpad, který zvyšuje protonové číslo. Na terči se neutronovým záchytem zvyšuje nukleonové číslo až na ^{249}Cm , přičemž dochází k beta rozpadu na ^{249}Bk . Následně dochází k opakování neutronového záchytu, přeměně na ^{250}Bk a beta rozpadem vzniká izotop ^{250}Cf . Dalším opakováním neutronového záchytu dochází ke vzniku izotopu ^{252}Cf . Tento proces je zobrazen níže na obr. 4.2.

Po ozáření je kalifornium z terče chemicky izolováno a vyčištěno, roztaveno s palladiem. Následně jsou vytvořeny válcové proutky. Množství paladia je závislé na požadované neutronové aktivitě [30], [32]. Výhodami paladia jsou:

- odolnost vůči oxidaci
- vysoký bod tání (1552°C)
- snadno se slévá
- tvárnost
- rozpustnost v koncentrované kyselině dusičné



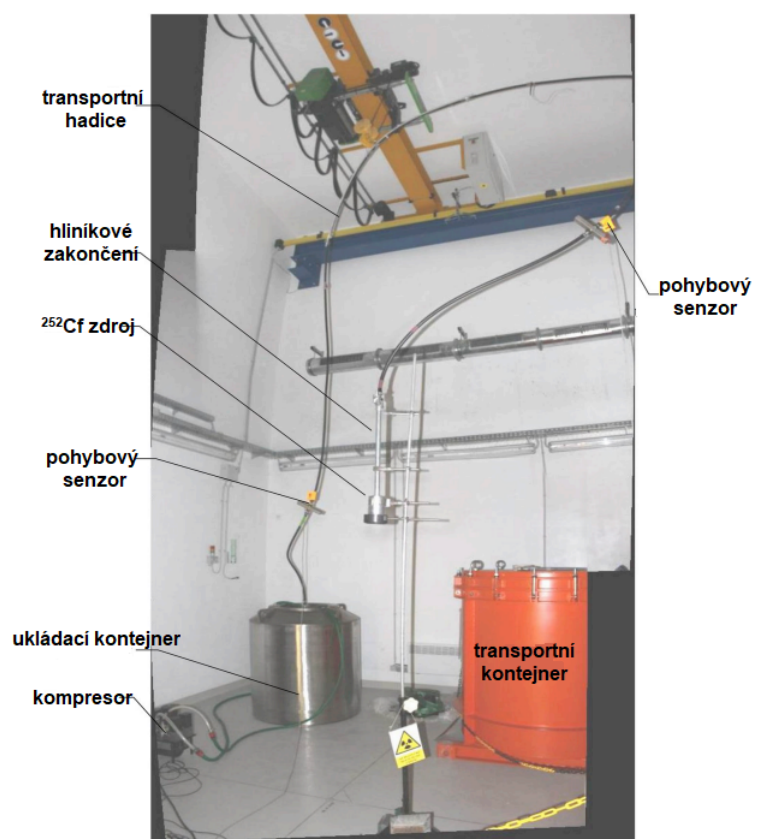
Obrázek 4.2: Průběh výroby Cf [30]

4.3 Zdroj v CVŘ

V současné době se v CVŘ je pro experimenty využíván kaliforniový zdroj, který k datu 13. 8. 2015 obsahoval $3,816 \mu\text{g } ^{252}\text{Cf}$ a jeho emise byla $9,53\text{E}+08$ neutronů za sekundu.

Pohyb zdroje je zajištěn potrubní poštou a dálkovým ovládáním. Rozmístění trasy je na obr. 4.3. Trasa je složena z polyetylenových hadic o průměru 20 mm a vnitřním průměrem 1,8 mm. Při pohybu tělesa se nemusí hadice promazávat. Hadice je upevněna na stěny a strop, nejdelší trasa může být 60 m. Trasa obsahuje pouze dva pohybové senzory, 1,2 - 2 m od začátku a konce. Pohyb zdroje mezi skladovací a měřicí polohou je zařízen kompresorem.

Během ozařování se aktivační fólie umísťuje do speciálního hliníkového držáku a vzdálenost od povrchu duralové trubice ke zdroji se měří pomocí elektronického posuvného měřítka [32].



Obrázek 4.3: Rozmístění laboratoře se zdrojem [32]

Monte Carlo N-Particle Transport Code

Monte Carlo N-Particle Transport Code nebo-li MCNP je výpočetní kód, určený pro simulaci transportu neutronů, protonů a jiných částic. Tento kód začal být vyvíjen v Los Alamos National Laboratory v roce 1957, v této bakalářské práci je využívána verze 6.2.

MCNP využívá metodu Monte Carlo a je napsán v jazyce Fortran 90. Škála využití je velmi obšírná, např.: při dozimetrii, návrhu stínění, návrhu detektorů, hodnocení kritičnosti, výpočtu účinnosti detektoru nebo reakčních rychlostí [33], [34].

5.1 Geometrie

Úlohu v MCNP definujeme pomocí geometrie, tu zadáme pomocí buněk, které jsou definovány plochami. Dále musíme definovat zdroj a typ částic, použité materiály a tally, pomocí nichž se vypočtou veličiny, které nás zajímají, např. toky, účinnosti, deponovaná energie. Základní geometrie jsou uvedeny v tab. 5.1.

Hranice buněk jsou určovány plochami, které vyplňují volný prostor mezi nimi. Platí, že každý bod v nekonečném prostoru musí náležet nějaké buňce. Prostor, kde už program částici nesleduje, je nazýván void.

Geometrie a různé tvary se v MCNP definují pomocí ploch a lze zvolit vyhovující plochu pro aktuální simulaci. Mezi nejpoužívanější plochy se řadí rovina, kulová plocha a válcová plocha [33], [35].

5.2 Vstupní soubor

Vstupní soubor je rozdělen do karet, jako první jsou zadefinovány všechny buňky. Všechny plochy jsou definované v druhé kartě, tato karta je oddělena od ostatních prázdným řádkem před a za. Třetí kartou jsou definovány další informace pro výpočet - materiál, zdroje, tally, perioda výpisu mezivýsledků aj.

Zkratka	Typ	Popis	Rovnice
P	Rovina	Obecná	$Ax + By + Cz - D = 0$
PX	Rovina	Kolmá na osu x	$x - D = 0$
PY	Rovina	Kolmá na osu y	$y - D = 0$
PZ	Rovina	Kolmá na osu z	$z - D = 0$
SO	Koule	Střed v počátku	$x^2 + y^2 + z^2 - R^2 = 0$
S	Koule	Obecná	$(x - \bar{x})^2 + (y - \bar{y})^2 + (z - \bar{z})^2 - R^2 = 0$
SX	Koule	Střed v ose x	$(x - \bar{x})^2 + y^2 + z^2 - R^2 = 0$
SY	Koule	Střed v ose y	$x^2 + (y - \bar{y})^2 + z^2 - R^2 = 0$
SZ	Koule	Střed v ose z	$x^2 + y^2 + (z - \bar{z})^2 - R^2 = 0$
C/X	Válec	Rovnoběžný s osou x	$(y - \bar{y})^2 + (z - \bar{z})^2 - R^2 = 0$
C/Y	Válec	Rovnoběžný s osou y	$(x - \bar{x})^2 + (z - \bar{z})^2 - R^2 = 0$
C/Z	Válec	Rovnoběžný s osou z	$(x - \bar{x})^2 + (y - \bar{y})^2 - R^2 = 0$
CX	Válec	Osa válce x	$y^2 + z^2 - R^2 = 0$
CY	Válec	Osa válce y	$x^2 + z^2 - R^2 = 0$
CZ	Válec	Osa válce z	$x^2 + y^2 - R^2 = 0$

Tabulka 5.1: Plochy používané v MCNP

Pokud je třeba vložit na řádek kódu komentář, tak využijeme \$, celý řetězec následující za tímto znakem je považován za komentář a není kompilován. Pokud chceme psát komentář přes celý řádek, využijeme znaku c a v tom případě program řádek přeskočí [33].

5.3 MCNP model zdroje ^{252}Cf a detektoru HPGe

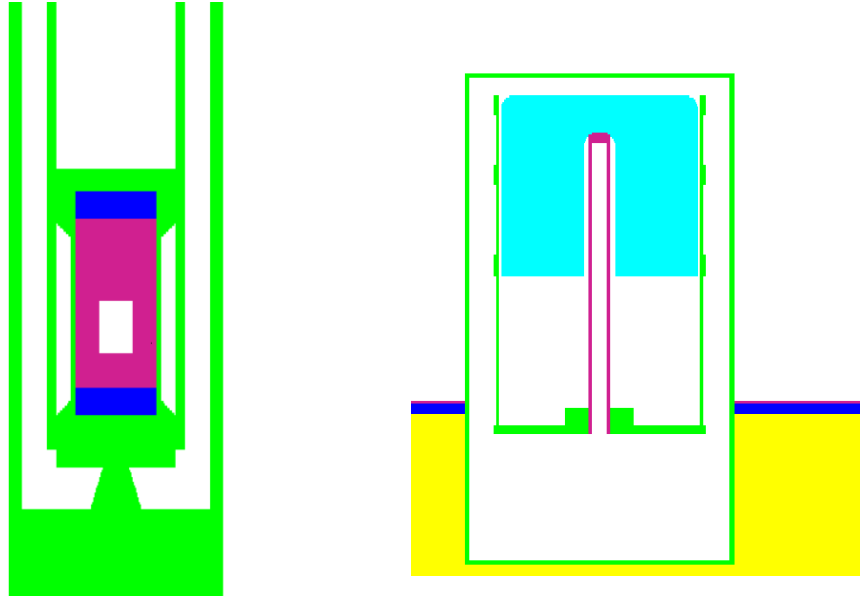
V této bakalářské práci byly použity dva validované modely pro výpočty v MCNP poskytnuté CVŘ. Model zdroje ^{252}Cf (vlevo) a model HPGe (vpravo) na obr. 5.1 byl vytvořen v programu MCNP6.2. Jako podklad k modelu HPGe byly využity dokumenty od výrobce. Pro zjištění tloušťky necitlivé vrtvy a rozměrů krystalu, byl proveden radiogram.

Na modelu HPGe je tyrkysovou barvou znázorněn germaniový krystal. Zelenou barvou je hliníkový kryt detektoru. Žlutou je olovené stínění okolo detektoru. Růžovou barvou je označeno chlazení detektoru z mědi [35]. Tento model je využíván pro výpočet účinnosti detektoru pro různé energie. Postup pro výpočet účinnosti pro danou energii lze shrnout následujícími kroky:

1. definice rozměrů vzorku v EG3 a energie gama píku v kartě SDEF
2. definice hustoty materiálu vzorku a protonového čísla v kartě CELL
3. spuštění modelu a výpočet MCNP
4. získání účinnosti pro prahové energie pomocí tally typu F8

Tally typu F8 simuluje energetickou distribuci impulsů v buňce představující detektor. V tomto tally je započítávána změna energie při průchodu povrchu vymezení

buňku [36]. Příspěvky v energetických binech jsou shodné s celkovou energií vnesenou od jednotlivých částic. Tally F8 je vhodné využívat pro simulace s elektrony a fotony.



Obrázek 5.1: Modely v MCNP - model Cf (vlevo), model germaniového detektoru (vpravo)

Na modelu Cf je zelenou barvou hliník z potrubní pošty. Modrá barva značí plst, která tlumí otřesy při přesouvání potrubní pošty. Ve středu je samotný zdroj, který je uzavřen v nerezové oceli označen růžovou barvou. Model Cf byl využit pro výpočet reakční rychlosti. K výpočtu bylo využito tally F4 a Fm4. Tally typu F4 je udána průměrná energie částice procházející buňkou. Tally F4 a jeho modifikace F4m slouží k vypočtení reakční rychlosti podle následujícího vztahu 5.1 [36]

$$F_4 = \int_V \int_t \int_E \Phi(\vec{r}, E, t) dE dt \frac{dV}{V}, \quad (5.1)$$

kde V značí objem, t je čas, E je energie, Φ neutronový tok a \vec{r} udává směrový vektor.

Modifikované tally Fm4 stanovuje počet atomů vzniklých v buňce 610 neutronovou interakcí [36]. Vysvětlení syntaxe je uvedeno na obr. 5.2.

```

typ tally
|   typ částice
|   |   číslo buňky
f4:n 610
|   |   |   normalizační faktor(atom/barn.cm)
|   |   |   číslo materiálu
fm4 1e-24 21 103 identifikační číslo reakce
f14:n 610 více násobné tally
fm14 1e-24 21 16
|   prdmp 1e8 1e8 1
print

```

Obrázek 5.2: Výpočet reakční rychlosti v MCNP

Praktická část

V této bakalářské práci byla provedena gama spektrometrie aktivační fólie lutecia, která byla ozařována 98,91 dní pomocí neutronového zdroje ^{252}Cf . Neutronový zdroj se nachází v neutronové laboratoři v Centru výzkumu Řež. Gama spektrum bylo změřeno pomocí polovodičového detektoru HPGe ve spektrometrické laboratoři v CVŘ.

Úkolem v praktické části bylo stanovit z experimentálních dat aktivity sledovaných produktů z neutronových reakcí na luteciu. K výpočtu aktivit bylo potřeba stanovit účinnosti detektoru pro produkty těchto reakcí pomocí kódu MCNP:

- $^{175}\text{Lu} (n,2n) ^{174g}\text{Lu}$
- $^{175}\text{Lu} (n,2n) ^{174m}\text{Lu}$
- $^{175}\text{Lu} (n,3n) ^{173}\text{Lu}$
- $^{175}\text{Lu} (n,p) ^{175}\text{Yb}$

Následně byly porovnány experimentálně stanovené reakční rychlosti na jeden terčový atom s reakčními rychlostmi vypočtenými pomocí kódu MCNP6 z účinných průřezů z knihoven účinných průřezů σ JEFF-3.3 a ENDF/B-VIII.0 [37], [38].

6.1 Emise zdroje Cf

Jak již bylo dříve řečeno, v této práci byl použit jako neutronový zdroj ^{252}Cf . Nejdříve bylo potřeba vypočítat průměrnou emisi zdroje neutronů v době, kdy probíhal experiment. Tento výpočet byl proveden kvůli relativně krátkému poločasu rozpadu ^{252}Cf , který je 2,645 let.

Podle údajů na certifikátu z National Physical Laboratory, UK byla emise neutronů ve 12:00 ke dni 13. srpna 2015 $(9,53 \pm 0,11) \cdot 10^8$ neutronů za sekundu. Experiment ozařování lutecia probíhal od 28. 7. 2021 do 28. 10. 2021.

Podle rozpadového zákona, lze počítat střední hodnotu emise po dobu experimentu integrací vzorce 6.1. a vypočtením střední hodnoty

$$\lambda \cdot n(t) = -\frac{dn(t)}{dt} \quad (6.1)$$

$$\bar{n} = \frac{-\frac{1}{\lambda}e^{-\lambda t_2} + \frac{1}{\lambda}e^{-\lambda t_1}}{(t_2 - t_1)} \cdot n_0 = 1,93 \cdot 10^8, \quad (6.2)$$

kde λ je rozpadová konstanta, n_0 je emise zdroje podle certifikátu, t_1 je čas od certifikace po začátek experimentu a t_2 čas po konec experimentu. Ozařování na fólii lutecia začalo 28.07.2021 a trvalo 98,91 dní. Po dosazení těchto hodnot z tab. 6.1 byla získána průměrná emise zdroje $1,93 \cdot 10^8$.

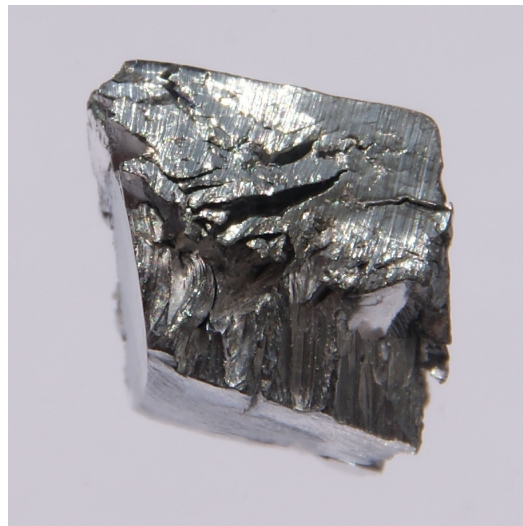
λ	t_1	t_2	n_0
$8,31 \cdot 10^{-9}$	$1,88 \cdot 10^8$ s	$1,96 \cdot 10^8$ s	$9,53 \cdot 10^8 s^{-1}$

Tabulka 6.1: Hodnoty pro výpočet emise

6.2 Lutecium

Lutecium má nejvyšší hustotu a nejtvrďší z lanthanoidů s největším protonovým číslem. Je to měkký, stříbřitě bílý kovový prvek, viz. obr. 6.1. Lutecium je vzácný prvek, jenž se v zemské kůře vyskytuje v poměrně malé koncentraci 0,5–0,75 mg/kg. Těžba lutecia probíhá ve Skandinávii, USA, Číně, Vietnamu a Rusku.

Přírodní lutecium se skládá ze dvou izotopů, ^{175}Lu (97,401 %) a ^{176}Lu (2,599 %), tento izotop je radioaktivní a jeho poločas rozpadu je $3,78 \cdot 10^{10}$ let.



Obrázek 6.1: Lutecium [40]

Izotop ^{176}Lu se využívá spolu s ^{176}Hf pro geochronologické datování minerálů a hornin. Lutecium se také používá pro detekci 511 keV anihilačních fotonů v PET detektorech. Díky svému vysokému účinnému průřezu pro reakce (n,xn) se může

využívat i pro dozimetrické účely, ale nejdříve je potřeba validovat jejich účinné průřezy [41], [42].

Problémem lutecia je nedostatek diferenciálních dat a integrální data zcela chybí. Experimentální data z této práce mohou doplnit neúplná jaderná data pro lutecium. Díky dobře známému neutronovému spektru ^{252}Cf , které je jediným neutronovým standardem, mohou tato data také validovat mechanismy jaderné reakce a obecně neutronové jaderné interakce.

6.3 Průběh experimentu

Použitá aktivační fólie lutecia měla rozměry 2,5 cm x 2,5 cm, jejíž tloušťka byla 0,01 cm. Pro ověření neutronového toku odvozeného z rozpadového zákona, byly použity 2 tenké fólie z niklu, které byly připevněny před a za Lu fólii. Rozměry niklových fólií byly 2,5 cm x 2,5 cm x 0,1 cm. Jako monitorovací reakce byla použita reakce $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$. Emise odvozená z monitorů a pomocí rozpadového zákona se shodovaly v rámci nejistot.

Pro dosažení maximálního toku neutronů byla fólie připevněna k povrchu ozařovací trubice, viz. obr. 6.2, kde byla ozařována po dobu 98,91 dní. Po ozáření byla fólie odejmuta z ozařovací trubice a přenesena do laboratoře s HPGe detektorem. Mezi koncem ozařování a začátkem měření uběho 10 minut. Aktivační fólie byla vložena na čelo HPGe detektoru, kde probíhalo téměř 4 dny měření spektra, které bylo vyhodnoceno programem Genie 2000. Po změření aktivity fólie byla stanovena účinnost detektoru. Účinnosti pro gama linky produktů byly vypočteny pomocí validovaného výpočetního modelu v MCNP6.2 [21]. Následně byly provedeny další výpočty k určení aktivity a reakčních rychlostí.

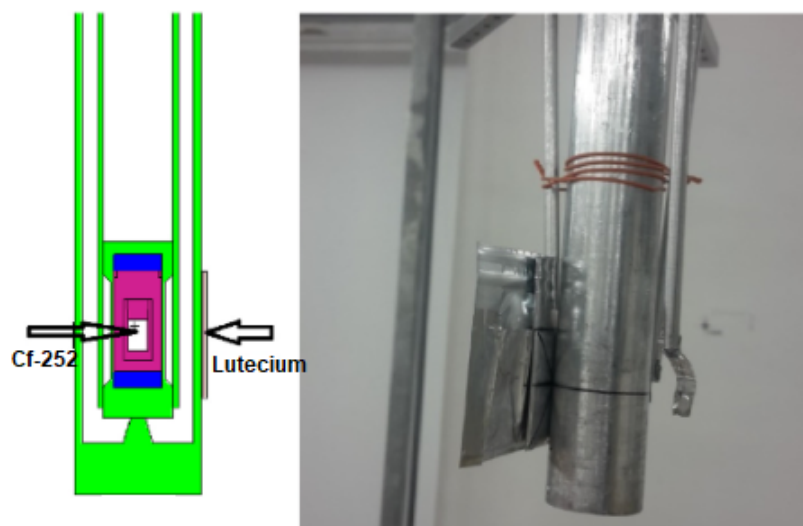
V tab. 6.2 je uveden čas ozařování zdrojem neutronů ^{252}Cf , čas mimo detektor a zdroj a čas měření na detektoru. V tab. 6.3 jsou uvedeny sledované gama linky a poločasy rozpadu sledovaných produktů.

Čas ozařování	Čas od konce ozařování do začátku měření	Čas měření
98,91 dní	10 minut	3,84 dne

Tabulka 6.2: Parametry ozařování

Produkt	Poločas rozpadu	Energie gama záření (keV)
^{174g}Lu	3,31 let	1241,8
^{174m}Lu	142 dní	67,0
^{173}Lu	1,37 let	272,1
^{175}Yb	4,185 dní	396,3

Tabulka 6.3: Parametry reakcí [43]

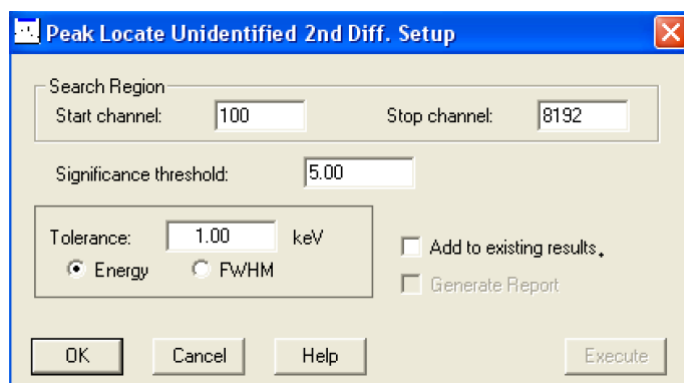


Obrázek 6.2: MCNP model ozařování (vlevo) a praktické provedení (vpravo) [44]

6.4 Vyhodnocení spektra

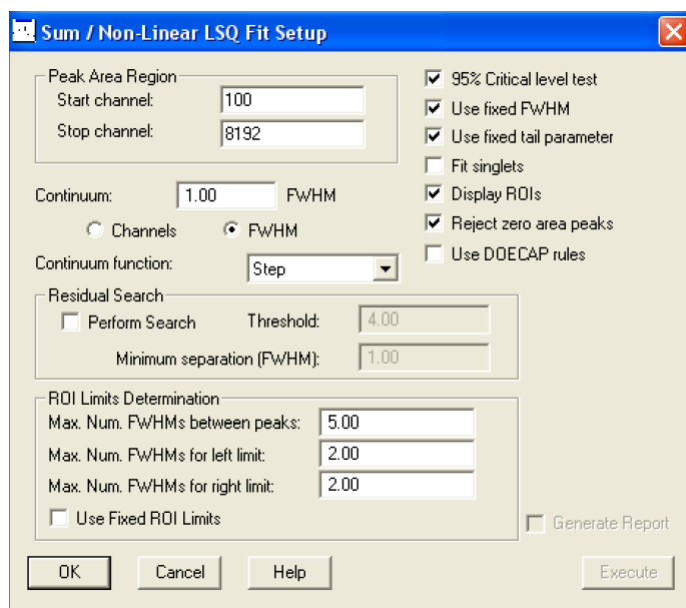
Na čelo detektoru byla přiložena ochranná fólie, aby nedošlo k otěru aktivační fólie a kontaminaci detektoru. Poté byl na čelo detektoru umístěn vzorek. Vyhodnocení probíhá v programu Genie 2000 a skládá se z několika kroků [45], [46].

1. V prvním kroku pomocí druhé derivace dojde k nalezení pozic píků a proložení pomocí Gaussovy funkce. Poté program pomocí databáze přiřadí píkům příslušné linky záření gama.
2. Nastavení kroků sekvence, viz. obr. 6.3, tedy nalezení pozice píku, kde je zvoleno mezi kterými kanály bude probíhat vyhodnocování měření. Dále je zde voleno jak statisticky významné píky budou uvažovány a tolerance pozice píku ve výsledném spektru.



Obrázek 6.3: Nastavení vyhledávání píků

3. V posledním kroku, viz. obr. 6.4, je nastaveno podrobnější fitování nalezených píků pomocí metody nejmenších čtverců.



Obrázek 6.4: Nastavení proložení píků metodou nejmenších čtverců

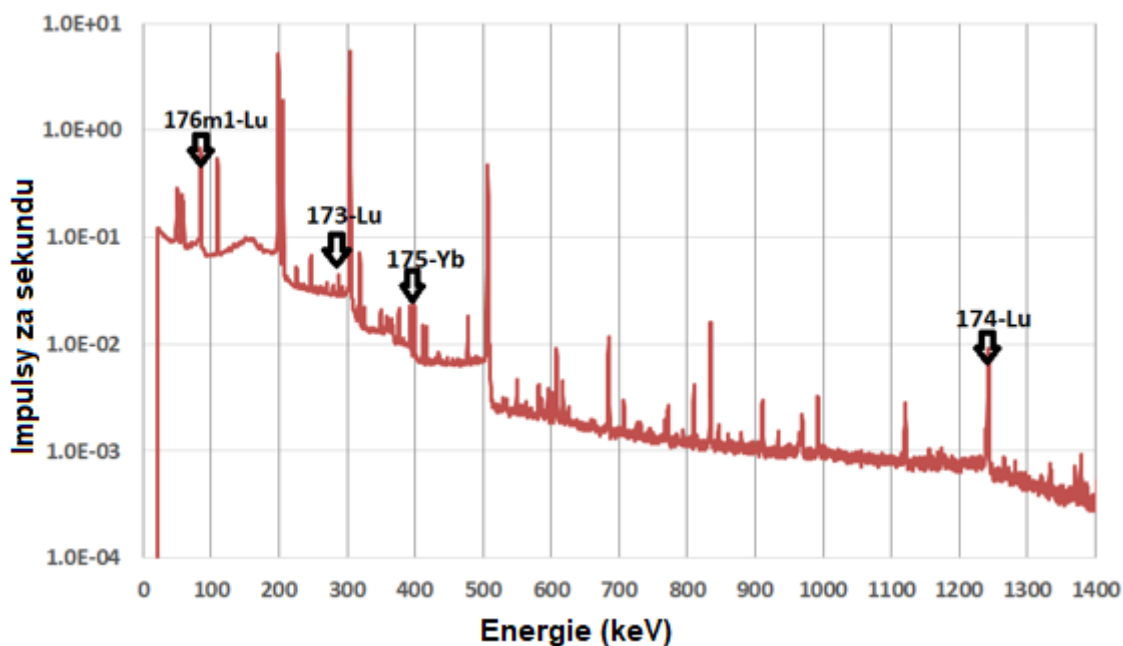
6.5 Výsledky měření

Z programu Genie byl vyexportován report, který obsahuje naměřené hodnoty čisté plochy peaku NPA (Net Peak Area) pro hledané energie, standardní nejistoty NPA v procentech, údaje o pozadí, časové údaje (real time T_{real} , live time T_{live} , začátek měření), kalibrační údaje, identifikace nuklidů a další parametry, které lze nastavit při tvorbě reportu, informace o geometrii. Real time T_{real} označuje reálný čas měření na HPGe a live time T_{live} je čas měření HPGe korigovaný o mrtvou dobou.

Pro danou reakci byl nalezen energetický pík produktu reakce, čisté plochy píku s jejich nejistotami, které jsou uvedeny v tab. 6.4. Píky je možné vidět na obr. 6.5.

Energie (keV)	Produkt	NPA (-)	Nejistota NPA (%)
272,1	^{173}Lu	13059	1,5
396,3	^{175}Yb	19184	5,3
67,0	^{174m}Lu	6736	2,2
1241,8	^{174g}Lu	17704	2,2

Tabulka 6.4: Naměřené NPA



Obrázek 6.5: Gama spektrum aktivační fólie Lu

6.5.1 Výpočet aktivity z experimentálních dat

Aktivitu můžeme definovat jako počet radioaktivních přeměn probíhajících v určitém množství radionuklidu za jednotku času. Aktivitu na konci ozařování je možné vypočítat dle následující rovnice:

$$A = NPA \cdot \frac{\lambda T_{real}}{\eta \epsilon T_{live}} \cdot \frac{1}{e^{-\lambda \Delta T}} \cdot \frac{1}{1 - e^{-\lambda T_{real}}}, \quad (6.3)$$

kde T_{real} je real time, T_{live} je live time, ΔT je čas mezi začátkem a koncem ozařování. λ je rozpadová konstanta, NPA je počet impulsů naměřených na detektoru, η je účinnost, ϵ je intenzita gama linky.

Účinnost detektoru η byla získána validovaným kódem modelu detektoru HPGe pomocí tally typu F8, která simuluje energetickou distribuci impulsů v buňce představující detektor. Účinnost byla vypočtena pro každou energii zvlášť. Intenzita gama linky ϵ udává pravděpodobnost, zda dojde při rozpadu ke gama záření, jelikož během každé reakce nemusí nutně dojít právě k vyzáření fotonu. Intenzita gama linky byla získána z jaderných knihoven [43]. Hodnoty těchto dvou veličin jsou uvedeny v tab. 6.5.

Energie (keV)	Účinnost detektoru (-)	Intenzita gama linky (-)
67,0	0,0155	0,0514
272,1	0,0956	0,0725
396,3	0,0735	0,212
1241,8	0,0292	0,132

Tabulka 6.5: Hodnoty pro výpočet aktivity

Se znalostí účinností detektoru a intenzit mohly být vypočteny aktivity podle vztahu 6.3. Do vztahu byly dosazeny pro každou reakci zvlášť intenzity ϵ , účinnosti η , rozpadové konstanty λ a NPA. Následující hodnoty byly pro každou reakci konstantní T_{real} reálný čas měření na HPGe, T_{live} čas měření HPGe korigovaný mrtvou dobou, ΔT čas mezi začátkem měření a koncem ozařování, viz. tab. 6.6. Poté byly vypočteny experimentální nejistoty. Hodnoty naměřených aktivit a experimentální nejistoty jsou uvedeny v tab. 6.7, které budou blíže specifikovány v kapitole 6.5.5.

T_{real} (s)	T_{live} (s)	ΔT (s)
331732,3	331326,0	600

Tabulka 6.6: Konstanty pro výpočet aktivity

Produkt	Aktivita (Bq)	Nejistota (%)
^{174g}Lu	33,2	3,7
^{174m}Lu	78,8	3,6
^{173}Lu	1,9	6,1
^{175}Yb	7,8	3,4

Tabulka 6.7: Hodnoty naměřených aktivit a experimentální nejistoty

6.5.2 Výpočet reakční rychlosti z experimentálních dat

Reakční rychlost je stanovena dle následujícího vztahu:

$$q = NPA \cdot \frac{\lambda T_{real}}{\eta \epsilon N k T_{live}} \cdot \frac{1}{e^{-\lambda \Delta T}} \cdot \frac{1}{1 - e^{-\lambda T_{real}}} \cdot \frac{1}{1 - e^{-\lambda T_{ir}}}, \quad (6.4)$$

kde q je experimentální reakční rychlost na jeden atom za sekundu, N je počet terčových jader cílového izotopu, η je účinnost, ϵ je intenzita gama linky, λ je rozpadová konstanta, ΔT je doba mezi začátkem a koncem ozařování, NPA je počet impulsů naměřených na detektoru, T_{real} je real time, T_{live} je live time a T_{ir} je čas ozařování, koeficient k charakterizuje množství zastoupení izotopu v ozařované fólii.

Reakční rychlosti byly vypočteny vztahem 6.4, kde byly dosazeny pro každou reakci odpovídající hodnoty veličin. Výsledné hodnoty reakčních rychlostí a jejich nejistot jsou uvedeny v tab. 6.8.

Reakce	Reakční rychlost (s^{-1})	Nejistota (%)
$^{175}\text{Lu}(n,2n)^{174m}\text{Lu}$	1,18E-29	3,7
$^{175}\text{Lu}(n,2n)^{174g}\text{Lu}$	1,60E-28	3,6
$^{175}\text{Lu}(n,3n)^{173}\text{Lu}$	3,74E-30	6,1
$^{175}\text{Lu}(n,p)^{175}\text{Yb}$	2,01E-30	3,4

Tabulka 6.8: Hodnoty experimentálních reakčních rychlostí a jejich nejistota

6.5.3 Výpočet reakční rychlosti v MCNP

K výpočtu reakčních rychlostí byl využit validovaný model neutronového zdroje ^{252}Cf , kdy byly využity tally F4 a F4m (blíže specifikováno v kap. 5.3). Účinné průřezy byly brány z knihoven ENDF/B-VIII.0 nebo JEFF-3.3 [37], [38]. V jiných knihovnách jaderných dat nejsou uvedeny účinné průřezy pro sledované reakce, nebo jsou odvozené z již zmíněných knihoven. Výsledky vypočítaných reakčních rychlostí jsou uvedeny v tab. 6.9.

Reakce	ENDF/B-VIII.0 (s^{-1})	JEFF-3.3 (s^{-1})
$^{175}\text{Lu}(\text{n},2\text{n})^{174\text{m}+g}\text{Lu}$	2,39E-28	2,45E-28
$^{175}\text{Lu}(\text{n},3\text{n})^{173}\text{Lu}$	2,05E-30	9,31E-31
$^{175}\text{Lu}(\text{n},\text{p})^{175}\text{Yb}$	1,60E-29	3,30E-31

Tabulka 6.9: Hodnoty vypočtených reakčních rychlostí

U experimentálních dat z reakce (n,2n) bylo nutné provést součet reakčních rychlostí základního a metastabilního stavu, jelikož knihovny nerozlišují metastabilní stavy. Celkové reakční rychlosti jsou uvedeny v tab. 6.10.

Reakce	Experiment (s^{-1})	ENDF/B-VIII.0 (s^{-1})	JEFF-3.3 (s^{-1})
$^{175}\text{Lu}(\text{n},2\text{n})^{174}\text{Lu}$	1,72E-28	2,39E-28	2,45E-28

Tabulka 6.10: Celková reakční rychlost pro $^{175}\text{Lu}(\text{n},2\text{n})^{174}\text{Lu}$

6.5.4 Porovnání reakčních rychlostí

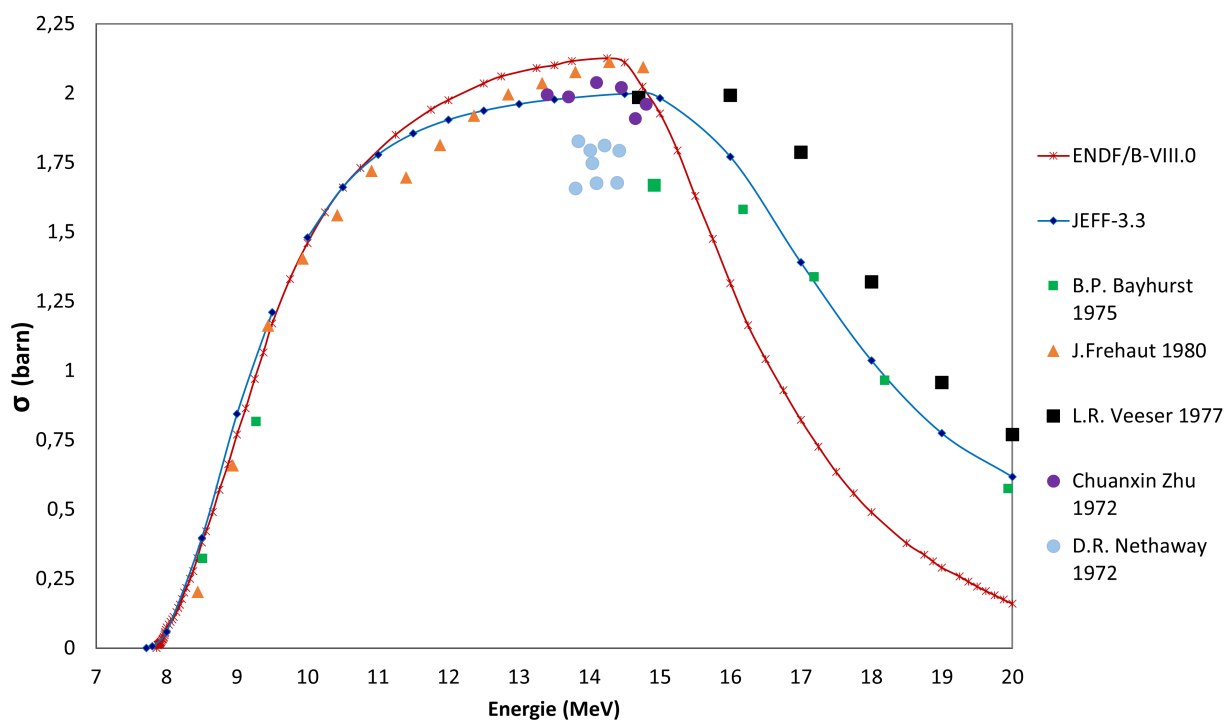
V tabulce 6.11 je uvedeno porovnání vypočtených reakčních rychlostí pomocí MCNP s experimentálními daty pomocí vztahu C/E-1 (C=výpočet, E=experiment).

Reakce	JEFF-3.3 (s^{-1})	C/E-1 (%)	ENDF/B-VIII.0 (s^{-1})	C/E-1 (%)
$^{175}\text{Lu}(\text{n},2\text{n})^{174}\text{Lu}$	2,45E-28	22,26	2,39E-28	19,10
$^{175}\text{Lu}(\text{n},3\text{n})^{173}\text{Lu}$	9,31E-31	-75,14	2,05E-30	-45,35
$^{175}\text{Lu}(\text{n},\text{p})^{175}\text{Yb}$	3,30E-31	-83,04	1,60E-29	725,01

Tabulka 6.11: Srovnání reakčních rychlostí pro vypočtená data

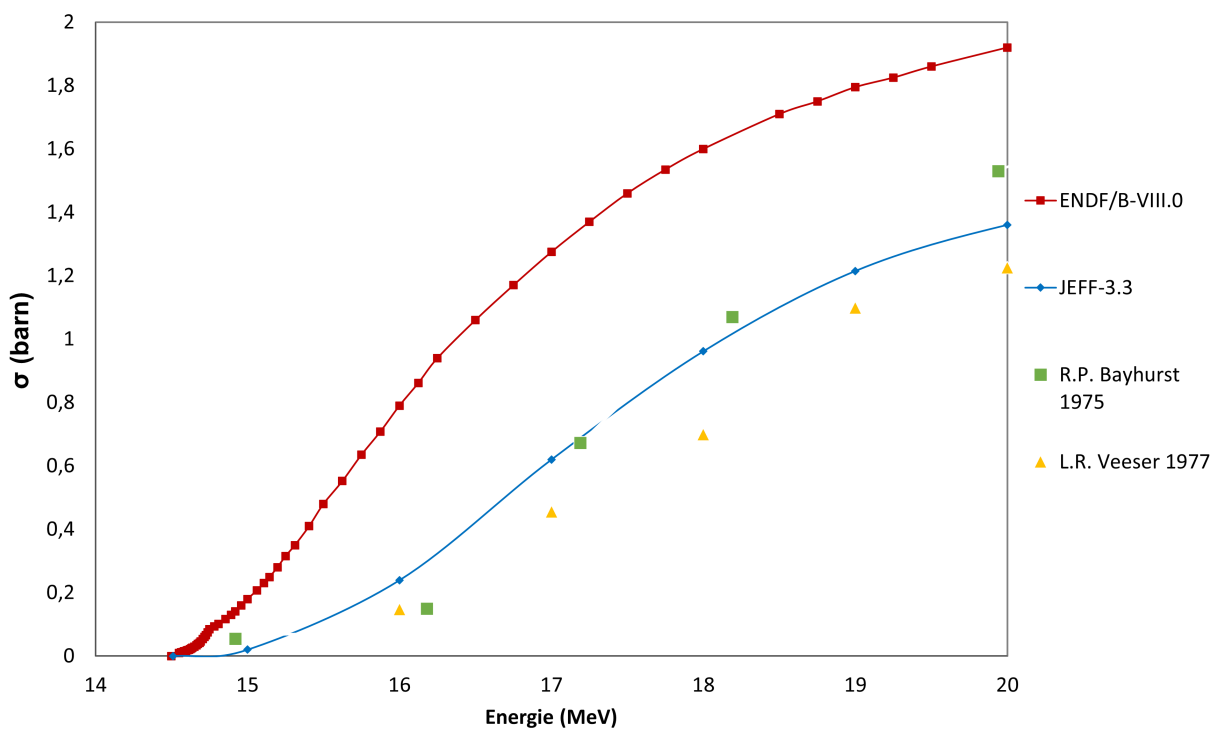
První porovnávanou reakcí je $^{175}\text{Lu}(n,2n)$. Tato reakce je porovnána v knihovnách ENDF/B-VIII.0, JEFF-3.3 a daty z databáze EXFOR [37], [38], [39]. Z porovnání vyplývá, že účinné průřezy jsou bližší knihovně ENDF/B-VIII.0. Zároveň pro tuto reakci se data nejvíce shodují s knihovnami.

Na obr. 6.6 je vidět, že nejvíce dat je pro energii 14 MeV a nad 16 MeV se obě evaluace navzájem liší. Je to způsobeno tím, že často využívanou energií pro měření diferenciálních účinných průřezů je cca 14 MeV, což odpovídá energii neutronům z DT generátoru.



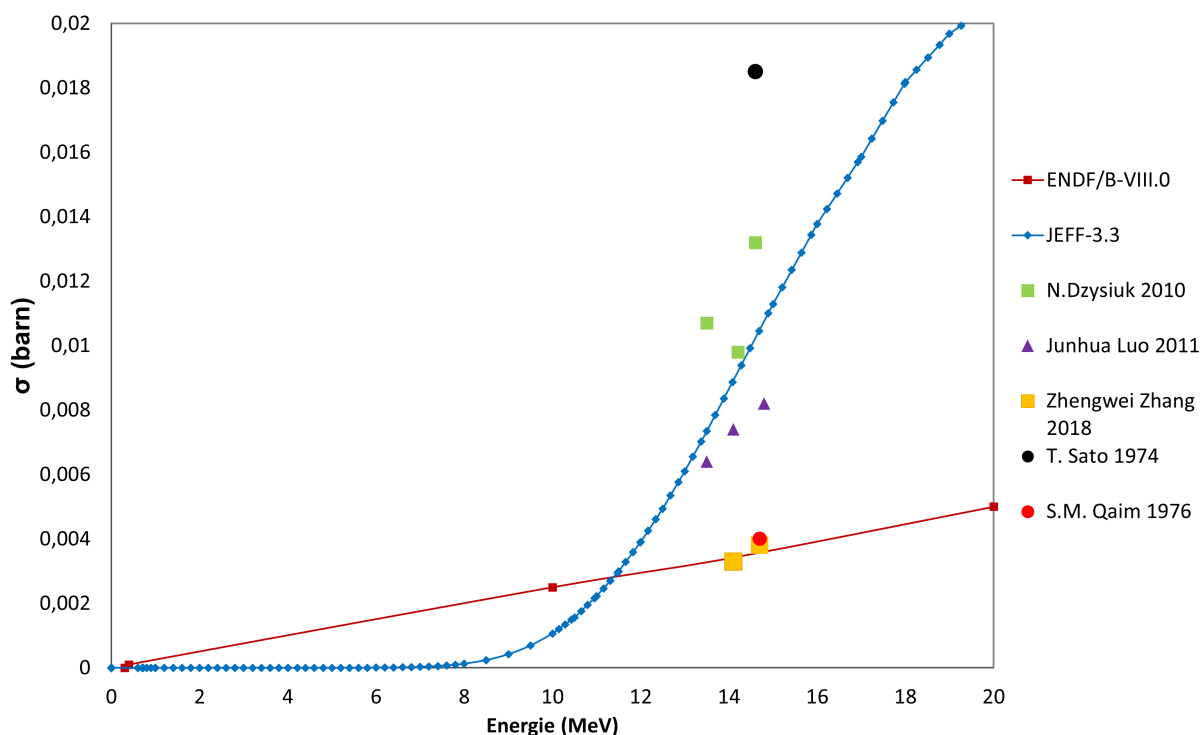
Obrázek 6.6: Porovnání účinného průřezu pro reakci $^{175}\text{Lu}(n,2n)^{174}\text{Lu}$

Druhá porovnávaná reakce je $^{175}\text{Lu}(n,3n)$ na obr. 6.7. Účinné průřezy z obou knihoven se značně liší. Knihovna ENDF/B-VIII.0 podhodnocuje data o 75 %. Průřezy z experimentálních dat jsou bližší knihovně JEFF-3.3, která je podhodnocuje jen o 45%.



Obrázek 6.7: Porovnání účinného průřezu pro reakci $^{175}\text{Lu}(n,3n)^{173}\text{Lu}$

Poslední reakcí je $^{175}\text{Lu}(n,p)$, kde na obrázku 6.8 je znázorněn její účinný průřez. Účinné průřezy z ENDF/B-VIII.0 a JEFF-3.3 se navzájem významně liší. Provedený experiment se s výpočtem neshoduje a je pozorován veliký rozdíl reakčních rychlostí -83 % pro knihovnu JEFF-3.3. a rozdíl přibližně 725 % v případě knihovny ENDF/B-VIII.0. Data z EXFOR mají protichůdné výsledky účinných průřezů.



Obrázek 6.8: Porovnání účinného průřezu pro reakci $^{175}\text{Lu}(n,p)^{174}\text{Yb}$

6.5.5 Porovnání nejistot

Všechny nezanedbatelné nejistoty jsou shrnuty analýzou nejistot. Nejistoty mohou být v poloze vzorku, emise neutronů a polohy zdroje ^{252}Cf , v čisté ploše píku a na vypočtenou nejistotu účinnosti germaniového detektoru.

V tab. 6.12 jsou uvedeny číselné hodnoty těchto nejistot pro všechny studované reakce a vypočtená celková nejistota.

Nejistota	$^{175}\text{Lu}(n,2n)^{174}\text{Lu}$	$^{175}\text{Lu}(n,3n)^{173}\text{Lu}$	$^{175}\text{Lu}(n,p)^{175}\text{Yb}$
Neutronová emise	1,2 %	1,2 %	1,2 %
Poloha vzorku	1,6 %	1,6 %	1,6 %
Poloha ^{252}Cf	1,2 %	1,2 %	1,2 %
NPA	2,2 %	5,3 %	1,5 %
Účinnost detektoru	1,9 %	1,9 %	1,9 %
Celkem	3,7%	6,1%	3,4%

Tabulka 6.12: Hodnoty nejistot

Nejistota neutronové emise byla udána výrobcem z certifikátu. Nejistota polohy vzorku byla získána několikrát vypočtenou reakční rychlostí s posunutou aktivační fólií na trubici. Nejistota polohy ^{252}Cf byla vypočtena posunutím zdroje. Nejistota NPA byla získána z protkolu z Genie 2000. Nejistota na účinnost detektoru byla vypočtena mezi nejistotami z experimentu a výpočtu.

Celková nejistota byla vypočtena pomocí vztahu 6.5 pro výpočet směrodatné odchylky

$$\bar{x} = \sqrt{\sum_{x=1}^N x^2}, \quad (6.5)$$

kde x představuje jednu nejistotu.

Závěr

Bakalářská práce se ve své počáteční části zabývá teoretickými poznatky ke gamaspektrometrii - popisuje záření gama, fyzikální děje, které nastávají po interakci elektromagnetického záření s látkou, spektrum záření a polovodičové detektory. Věnuje se HPGe detektoru, který je využíván k vyhodnocení praktické části této práce.

Dále jsou zde zmíněny teoretické poznatky o neutronech a jejich interakcích, neutronových zdrojích. Následně je blíže specifikován standardní neutronový zdroj ^{252}Cf , pomocí kterého byla 99 dní ozařována fólie lutecia.

V poslední kapitole teoretické části je popsán program Monte Carlo N-Particle. Je zde nastíněno, jak se tvoří vstupní soubor do výpočetního kódu a jsou zde popsány modely HPGe detektoru spolu s neutronovým zdrojem ^{252}Cf . Model zdroje ^{252}Cf je uveden v příloze.

Dále je v textu uvedena praktická část. Nejprve popisuje výpočet střední emise zdroje během ozařování, poté vyhodnocení fólie lutecia. Po ozáření byla fólie vložena na čelo HPGe detektoru, kde se téměř 4 dny měřil aktivovaný vzorek, díky kterému mohla být vypočtena experimentální reakční rychlost a aktivita jednotlivých produktů. Teoretický způsob výpočtu reakčních rychlostí je pomocí kódu MCNP, do kterého byly nahrány účinné průřezy pro dané reakce z knihoven JEFF-3.3 a ENDF/B-VIII.0. Závěrem této práce je porovnání vypočtených reakčních rychlostí s experimentálními, během kterých jsem zjistila velké rozpory, které vyžadují další měření a úpravu diferenciálních dat v širokém spektru energií.

Cíle bakalářské práce byly splněny. Prvním úkolem byla rešerše ke gama spektrometrii a charakteristika využitého spektrometru, tento úkol je splněn v kapitolách 1 a 2. Druhý úkol pojednává o popisu a experimentálních možnostech neutronového zdroje ^{252}Cf , který je popsán v kapitole 4. V praktické části jsem splnila úkoly 3 a 4, jejichž náplní bylo seznámení se s vyhodnocením aktivit v programu MCNP6.2 spolu s vyhodnocením aktivity ozářených aktivačních fólií z ozařovacího experimentu s neutronovým zdrojem ^{252}Cf .

Experimentální data pro lutecium z této bakalářské práce mohou přispět k validaci a doplnění účinných průřezů jaderných dat, jelikož stávající data v knihovnách jsou rozporuplná. Účinné průřezy, které prošly validací, mohou pomoci porozumět mechanismům jaderné reakce. Bylo zjištěno, že reakci $^{175}\text{Lu}(n,2n)$ je rozdíl knihoven asi 20%. Největší odlišnost naměřených a vypočtených hodnot je pro reakci $^{175}\text{Lu}(n,p)$

v knihovně ENDF/B-VIII.0, která je 725%. Pro reakci $^{175}\text{Lu}(n,3n)$ vyšla odchylka v knihovně ENDF/B-VIII.0 -45,35% a pro knihovnu JEFF-3.3 -75,14%.

Jaderných dat pro reakce na luteciu je nedostatek a nejsou validována. Je vhodné je doplnit integrálními daty z této práce, jelikož byl použit jako neutronový zdroj ^{252}Cf , jehož spektrum je standardem.

Literatura

- [1] KNOLL, Glenn F. Radiation detection and measurement. 4th ed. Hooken: Wiley, c2010. ISBN978-0-470-13148-0
- [2] Záření gama :: MEF [online], [cit. 1. 5. 2022]. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/805-zareni-gama>
- [3] GILMORE, Gordon. Practical gamma-ray spectrometry. 2nd ed. Hoboken, NJ: Wiley, c2008. ISBN 978-0470861967
- [4] Fotoelektrický jev. Wikisripta [online], [cit. 10. 5. 2022]. Dostupné z: [https://www.wikiskripta.eu/w/Fotoelektrick%C3%BD\\$_jev](https://www.wikiskripta.eu/w/Fotoelektrick%C3%BD$_jev)
- [5] Comptonův jev, Wikiskripta [online], [cit. 23. 7. 2022]. Dostupné z: <https://www.wikiskripta.eu/w/Compton>
- [6] Interakce nepřímo ionizujícího záření. RNDr. Vojtěch Ullmann: Detekce a spektrometrie ionizujícího záření. 1.6. Ionizující záření [online], [cit. 10.5.2022]. Dostupné z: <https://www.astronuklfyzika.cz/DetekceSpektrometrie.htm>
- [7] MARTIN, B. R. a G. SHAW. Nuclear and particle physics: an introduction. Third edition. Hoboken, NJ: Wiley, 2019. ISBN 978-1119344612.
- [8] HUBELL, John H. Radiotion Physics [online], [cit. 10.5. 2022]. Dostupné z: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B0122274105006347>
- [9] Principle of Operation od HPGe Detectors [online], [cit. 17. 6. 2022]. Dostupné z: <https://www.nuclear-power.com/nuclear-engineering/radiation-detection/semiconductor-detectors/high-purity-germanium-detectors-hpge/principle-of-operation-of-hpge-detectors/>
- [10] WOLD, Aaron a Kirby DWIGHT. Solid State Chemistry: Synthesis, Structure, and Properties of Selected Oxides and Sulfides. Springer-science+business media, B. V, 1993. ISBN 978-0-412-03621-7.
- [11] KITTEL, Charles a Kirby DWIGHT. Introduction to Solid State Physics. John Wiley, 2005. ISBN 0-471-41526-X.
- [12] Polovodiče. [online], [10. 6. 2022]. Dostupné z: <https://www.sstebrno.cz/ebooks/knihovna/elektrina-magnetismus-ii/polovodice.html>

- [13] Vlastnosti elektronických materiálů. [cit. online], [11. 6. 2022]. Dostupné z:
<https://publi.cz/books/353/03.html>
- [14] Vlastní a nevlastní vodivost polovodičů. [online], [cit. 11. 6. 2022]. Dostupné z:
<https://studijni-svet.cz/vlastni-a-nevlastni-vodivost-polovodicu/>
- [15] OHERA, Marcel. Úvod do polovodičové gamaspektrometrie. Btno: EnviMO Brno, 2000.
- [16] Detekce a aplikace ionizujícího záření. RNDr. Vojtěch Ullmann: Detekce a spektrometrie ionizujícího záření. 2.5. Polovodičové detektory [online] [cit. 25.5.2021]. Dostupné z:
<https://www.astronuklfyzika.cz/DetekceSpektrometrie.htm>
- [17] Decay data search [online]. [cit. 2022-11-04]. Dostupné z:
<http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/nucSearch.asp>
- [18] Plán kvality spektrometrické laboratoře L211. Centrum výzkumu Řež s.r.o, 2022. Pracovní postup. Identifikace a měření aktivity radioizotopů ve vzorcích materiálů pomocí gama spektrometrie s HPGe detektorem
- [19] BOSON J., A detailed investigation of HPGe detector response for improved Monte Carlo efficiency calculations (2018)
- [20] CANBERRA Industries (2006) Genie 2000 3.1 - Customization Tools Manual. Meriden, CT 06450
- [21] KOŠŤÁL M, et al., Validation of zirconium isotopes (n,g) and (n,2n) cross sections in a comprehensive LR-0 reactor operative parameters set (2017)
- [22] RODENAS J, PASCUAL A. Analysis of the influence of germanium dead layer on detector calibration simulation for environmental radioactive samples using the Monte Carlo method (2002)
- [23] This Month in Physics History [online]. [cit. 2022-10-28]. Dostupné z:
<https://www.aps.org/publications/apsnews/200705/physicshistory.cfm>
- [24] Properties of the Neutron [online], [cit. 23. 7. 2022]. Dostupné z:
<https://www.nuclear-power.com/nuclear-power/reactor-physics/atomic-nuclear-physics/fundamental-particles/neutron/properties-neutron/>
- [25] ŠTEFÁNIK M., FRÝBORT J., FRÝBORTOVÁ L. Neutronové interakce [online], [cit. 25. 6. 2022]. Praha 2021. Přednáška. FJFI ČVUT.
- [26] MUSÍLEK, Ladislav. Dozimetrie neutronů. Praha: České vysoké učení technické, 1998. ISBN 80-01-01750-8.
- [27] Fyzikální principy - Energetika zblízka [online], [cit. 23. 7. 2022]. Dostupné z:
<https://www.svetenergie.cz/cz/energetika-zblizka/jaderne-elektrarny/jaderna-elektrarna-podrobne/reaktor/fyzikalni-principy>

- [28] Jaderné informace. Mikroskopický účinný průřez [online], [cit 25. 6. 2022].
Dostupné z:
<https://jaderneinfo.webnode.cz/news/mikroskopicky-ucinny-prurez/>
- [29] Neutronový generátor - Neutron generator [online], [cit. 28. 6. 2022]. Dostupné z: https://wikijii.com/wiki/Neutron_generator
- [30] RADEV, Radoslav a Thomas MCLEAN. Neutron Sources for Standard-Based Testing [online]. Lawrence Livermore National Laboratory, 2014 [cit. 28. 6. 2022].
- [31] Mannhart 2008, IAEA Technical Report INDC(NDS)-0540 Mannhart, W., 2008. Status of the Evaluation of the Neutron Spectrum of $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$. IAEA, Vienna. [online], [cit. 11. 11. 2022]. Dostupné z: www-nds.iaea.org/standards-cm-oct-2008/6.PDF.
- [32] SCHULC M., et al., Application of ^{252}Cf neutron source for precise nuclear data experiments (2019)
- [33] C.J. Werner (editor), MCNP Users Manual - Code Version, Los Alamos National Laboratory, report LA-UR-17-29981 (2022).
- [34] REED A. L. Reed, MEDICAL PHYSICS CALCULATIONS WITH MCNP, Los Alamos National Laboratory (2007)
- [35] SCHULC M, Ústní sdělení
- [36] Klusoň J., MCVP(X) - specifikace tallies. [online], [cit. 21. 1. 2022]. Přednáška. FJFI ČVUT.
- [37] National Nuclear Decay Data [online], [cit. 15. 7. 2022]. Dostupné z: <https://www.nndc.bnl.gov/ndf/>
- [38] JEFF-3.3 [online]. [cit. 15. 7. 2022]. Dostupné z: <https://www.oecd-nea.org/dbdata/jeff/jeff33/>
<https://www.oecd-nea.org/dbdata/jeff/jeff33/>
- [39] Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR) [online], [cit. 15. 7. 2022].
Dostupné z: <https://www-nds.iaea.org/exfor/>
- [40] Chemical Elements - Lutetium. Chemical Elements - Infos and Images [online]. [cit. 11.12.2022]. Dostupné z: <https://images-of-elements.com/lutetium.php>
- [41] Atomic Weight of Lutetium | Commission on Isotopic Abundances and Atomic Weights. IUPAC Commission on Isotopic Abundances and Atomic Weights [online]. Copyright © IUPAC 2003 [cit. 11.12.2022]. Dostupné z: <https://www.ciaaw.org/lutetium.htm>
- [42] Lutetium. Periodic Table of Elements and Chemistry [online]. [cit. 11.12.2022]. Dostupné z: <https://www.chemicool.com/elements/lutetium.html>

- [43] Search and plot nuclear structure and decay data interactively [online], [cit. 23. 7. 2022]. Dostupné z: <<https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/>>
- [44] SCHULC M., et al., Spectrum averaged cross section measurements of lutetium using standard ^{252}Cf neutron source (2022)
- [45] ŠIMON J: Měření aktivačních materiálů ve spektrometrické laboratoři 211 - Pracovní postupy - interní dokumnet, CVŘ, 2020
- [46] ZAHN G. S.: Genie 2000 Operations Manual, Canberra Industries, Meriden, 2012

Přílohy

Příloha A: Model CF

```
pouzdro
C
C CELL BLOCK
100 0 -100 imp:n=1 imp:p=1 $CF (cervena cast)
120 1 -8.0 -110 imp:n=1 imp:p=1 $kuželík na CF obalce
130 1 -8.0 100 110 -120 imp:n=1 imp:p=1 $oblast v malem valecku okolo zdroje
140 1 -8.0 (120 -130):-140 imp:n=1 imp:p=1 $okoli ze zeleza
150 2 -0.185 -150 imp:n=1 imp:p=1 $horni plst
160 2 -0.185 -160 imp:n=1 imp:p=1 $dolni plst
170 1 -8.0 -170 140 130 140 imp:n=1 imp:p=1 $doplnek k malemu valecku
C OCELOVY OBAL
200 4 -2.7 -200:(-210 150 130 220 170):(-230):(-220 160):&
(200 210 -201):(220 210 -202):(-203 210 202) imp:n=1 imp:p=1 $spodni cast z oceli
C OCELOVE ULOZENI POUZDRA
300 4 -2.7 (-300):(-310):(330 -320) imp:n=1 imp:p=1 $ulozeni
310 4 -2.7 -340 350 imp:n=1 imp:p=1 $vnitrni trubka
C koule
999 0 230 220 210 200 201 202 203 #(-340 350)&
#((-300):(-310):(330 -320)) 400 410 420 &
#600 -500 610 620 imp:n=1 imp:p=1
400 3 -7.87 -400 imp:n,p=4 $prvni
410 0 -410 imp:n,p=1 $druha
420 0 -420 imp:n,p=1 $treti
600 6 -7.31 -600 imp:n,p=1 $prvni
610 20 -9.841 -610 imp:n,p=1 $druha
620 4 -2.7 -620 imp:n,p=1 $treti
C void
998 0 500 imp:n,p=0

C SURFACE BLOCK
C VNITREK V OBALU
100 RCC 0 0 -0.3 0 0 0.6 0.195 $cast s Cf (cervena ve vykresu)
110 TRC 0 0 0.3 0 0 0.4 0.195 0.2185 $kuželík na CF obálce
120 RCC 0 0 -0.491 0 0 1.191 0.277 $valec okolo zdroje
130 RCC 0 0 -0.7 0 0 1.843 0.475 $zeleny valec prilehajici na plst
140 RCC 0 0 1.143 0 0 0.127 0.413 $mensi zeleny valecek
150 RCC 0 0 -1.03 0 0 0.33 0.475 $dolni plst
160 RCC 0 0 1.27 0 0 0.33 0.475 $horni plst
170 RCC 0 0 1.143 0 0 0.127 0.475 $doplnek k malemu zelenemu valecku
C OCELOVY OBAL
```

200 RCC 0 0 -1.63 0 0 0.6 0.6925 \$spodek z oceli
 201 TRC 0 0 -1.03 0 0 0.165 0.6925 0.535 \$zaoblana cast 1 dole
 202 RCC 0 0 1.27 0 0 -0.0575 0.6925
 203 TRC 0 0 1.2125 0 0 -0.165 0.6925 0.535 \$zaoblana cast 2 nahore
 210 RCC 0 0 -1.03 0 0 2.3 0.535 \$uzky ocelovy kraj
 220 RCC 0 0 1.27 0 0 0.445 0.6925 \$horni ocelovy kus
 230 RCC 0 0 1.6 0 0 0.25 0.6925 \$horni ocelovy kus
 C OCELOVE ULOZENI OBALU
 300 RCC 0 0 -3.13 0 0 1 1.25 \$spodek ulozeni
 310 TRC 0 0 -2.13 0 0 0.5 0.3 0.15 \$trn
 320 RCC 0 0 -2.13 0 0 15 1.25 \$vnejsi trubka
 330 RCC 0 0 -2.13 0 0 15 1.1 \$vnitrek vnejsi trubky
 340 RCC 0 0 -1.43 0 0 15 0.8 \$vnitri trubka
 350 RCC 0 0 -1.43 0 0 15 0.7 \$vnitrek vnitri trubky
 400 rcc 0 0 -3.13 0 0 -0.1 0.635
 410 RCC 0 0 -7.13 0 0 0.05 1 \$merici objem
 420 RCC 0 0 -9.13 0 0 0.05 1 \$merici objem
 500 SO 100
 C MERENI BOK
 600 RPP 5.25 5.5 -1.14 1.14 -1.4 1.4 \$merici objem bok 2
 610 RPP 3.25 4 -1.5 1.5 -0.5 0.5
 620 RPP -1.35 -1.25 -0.5 0.5 -0.5 0.5 \$merici

C OTHERS

mode n p

c zdroj Mannhartovo Cf spktrum doporuceno IAEA

sdef par=1 pos=0 0 -0.3 axs=0 0 1 rad=d1 ext=d2 erg=d3

c

si1 0 0.195

sp1 -21 1

si2 0 0.6

sp2 -21 0

c

c Elow

si3 sp3

1.00E-11 0.000E+00
 1.05E-11 1.029E-18
 1.10E-11 1.053E-18
 1.15E-11 1.078E-18
 1.20E-11 1.102E-18
 1.28E-11 1.696E-18
 1.35E-11 1.746E-18
 1.43E-11 1.796E-18
 1.50E-11 1.844E-18
 1.60E-11 2.531E-18
 1.70E-11 2.611E-18
 1.80E-11 2.689E-18
 1.90E-11 2.766E-18
 2.00E-11 2.838E-18
 2.10E-11 2.910E-18
 2.20E-11 2.981E-18
 2.30E-11 3.049E-18
 2.40E-11 3.116E-18
 2.55E-11 4.798E-18
 2.70E-11 4.940E-18
 2.80E-11 3.370E-18

3.00E-11 6.924E-18
3.20E-11 7.158E-18
3.40E-11 7.385E-18
3.60E-11 7.608E-18
3.80E-11 7.819E-18
4.00E-11 8.030E-18
4.25E-11 1.032E-17
4.50E-11 1.063E-17
4.75E-11 1.093E-17
5.00E-11 1.122E-17
5.25E-11 1.150E-17
5.50E-11 1.179E-17
5.75E-11 1.205E-17
6.00E-11 1.232E-17
6.30E-11 1.513E-17
6.60E-11 1.549E-17
6.90E-11 1.584E-17
7.20E-11 1.619E-17
7.60E-11 2.213E-17
8.00E-11 2.271E-17
8.40E-11 2.329E-17
8.80E-11 2.386E-17
9.20E-11 2.440E-17
9.60E-11 2.493E-17
1.00E-10 2.546E-17
1.05E-10 3.255E-17
1.10E-10 3.332E-17
1.15E-10 3.409E-17
1.20E-10 3.485E-17
1.28E-10 5.363E-17
1.35E-10 5.522E-17
1.43E-10 5.680E-17
1.50E-10 5.832E-17
1.60E-10 8.005E-17
1.70E-10 8.259E-17
1.80E-10 8.504E-17
1.90E-10 8.747E-17
2.00E-10 8.977E-17
2.10E-10 9.203E-17
2.20E-10 9.429E-17
2.30E-10 9.644E-17
2.40E-10 9.854E-17
2.55E-10 1.517E-16
2.70E-10 1.562E-16
2.80E-10 1.066E-16
3.00E-10 2.190E-16
3.20E-10 2.264E-16
3.40E-10 2.336E-16
3.60E-10 2.406E-16
3.80E-10 2.473E-16
4.00E-10 2.540E-16
4.25E-10 3.265E-16
4.50E-10 3.361E-16
4.75E-10 3.457E-16
5.00E-10 3.550E-16
5.25E-10 3.639E-16

5.50E-10 3.728E-16
5.75E-10 3.813E-16
6.00E-10 3.895E-16
6.30E-10 4.784E-16
6.60E-10 4.900E-16
6.90E-10 5.010E-16
7.20E-10 5.120E-16
7.60E-10 6.997E-16
8.00E-10 7.182E-16
8.40E-10 7.363E-16
8.80E-10 7.543E-16
9.20E-10 7.714E-16
9.60E-10 7.883E-16
1.00E-09 8.051E-16
1.05E-09 1.029E-15
1.10E-09 1.053E-15
1.15E-09 1.078E-15
1.20E-09 1.102E-15
1.28E-09 1.696E-15
1.35E-09 1.746E-15
1.43E-09 1.796E-15
1.50E-09 1.844E-15
1.60E-09 2.531E-15
1.70E-09 2.611E-15
1.80E-09 2.689E-15
1.90E-09 2.766E-15
2.00E-09 2.838E-15
2.10E-09 2.910E-15
2.20E-09 2.981E-15
2.30E-09 3.049E-15
2.40E-09 3.116E-15
2.55E-09 4.798E-15
2.70E-09 4.940E-15
2.80E-09 3.370E-15
3.00E-09 6.924E-15
3.20E-09 7.158E-15
3.40E-09 7.385E-15
3.60E-09 7.608E-15
3.80E-09 7.819E-15
4.00E-09 8.030E-15
4.25E-09 1.032E-14
4.50E-09 1.063E-14
4.75E-09 1.093E-14
5.00E-09 1.122E-14
5.25E-09 1.150E-14
5.50E-09 1.179E-14
5.75E-09 1.205E-14
6.00E-09 1.232E-14
6.30E-09 1.513E-14
6.60E-09 1.549E-14
6.90E-09 1.584E-14
7.20E-09 1.619E-14
7.60E-09 2.213E-14
8.00E-09 2.271E-14
8.40E-09 2.329E-14
8.80E-09 2.386E-14

9.20E-09 2.440E-14
9.60E-09 2.493E-14
1.00E-08 2.546E-14
1.05E-08 3.255E-14
1.10E-08 3.332E-14
1.15E-08 3.409E-14
1.20E-08 3.485E-14
1.28E-08 5.363E-14
1.35E-08 5.522E-14
1.43E-08 5.680E-14
1.50E-08 5.832E-14
1.60E-08 8.005E-14
1.70E-08 8.259E-14
1.80E-08 8.504E-14
1.90E-08 8.747E-14
2.00E-08 8.978E-14
2.10E-08 9.206E-14
2.20E-08 9.430E-14
2.30E-08 9.645E-14
2.40E-08 9.859E-14
2.55E-08 1.518E-13
2.70E-08 1.562E-13
2.80E-08 1.066E-13
3.00E-08 2.190E-13
3.20E-08 2.264E-13
3.40E-08 2.335E-13
3.60E-08 2.406E-13
3.80E-08 2.474E-13
4.00E-08 2.540E-13
4.25E-08 3.265E-13
4.50E-08 3.362E-13
4.75E-08 3.458E-13
5.00E-08 3.549E-13
5.25E-08 3.638E-13
5.50E-08 3.728E-13
5.75E-08 3.813E-13
6.00E-08 3.895E-13
6.30E-08 4.784E-13
6.60E-08 4.900E-13
6.90E-08 5.010E-13
7.20E-08 5.120E-13
7.60E-08 6.997E-13
8.00E-08 7.182E-13
8.40E-08 7.363E-13
8.80E-08 7.543E-13
9.20E-08 7.714E-13
9.60E-08 7.883E-13
1.00E-07 8.051E-13
1.05E-07 1.029E-12
1.10E-07 1.053E-12
1.15E-07 1.078E-12
1.20E-07 1.102E-12
1.27E-07 1.696E-12
1.35E-07 1.746E-12
1.42E-07 1.796E-12
1.50E-07 1.844E-12

1.60E-07 2.531E-12
1.70E-07 2.611E-12
1.80E-07 2.689E-12
1.90E-07 2.766E-12
2.00E-07 2.838E-12
2.10E-07 2.910E-12
2.20E-07 2.981E-12
2.30E-07 3.049E-12
2.40E-07 3.116E-12
2.55E-07 4.798E-12
2.70E-07 4.940E-12
2.80E-07 3.370E-12
3.00E-07 6.924E-12
3.20E-07 7.158E-12
3.40E-07 7.385E-12
3.60E-07 7.608E-12
3.80E-07 7.819E-12
4.00E-07 8.030E-12
4.25E-07 1.032E-11
4.50E-07 1.063E-11
4.75E-07 1.093E-11
5.00E-07 1.122E-11
5.25E-07 1.150E-11
5.50E-07 1.179E-11
5.75E-07 1.205E-11
6.00E-07 1.232E-11
6.30E-07 1.513E-11
6.60E-07 1.549E-11
6.90E-07 1.584E-11
7.20E-07 1.619E-11
7.60E-07 2.213E-11
8.00E-07 2.271E-11
8.40E-07 2.329E-11
8.80E-07 2.386E-11
9.20E-07 2.440E-11
9.60E-07 2.493E-11
1.00E-06 2.546E-11
1.05E-06 3.255E-11
1.10E-06 3.332E-11
1.15E-06 3.409E-11
1.20E-06 3.485E-11
1.27E-06 5.363E-11
1.35E-06 5.522E-11
1.42E-06 5.680E-11
1.50E-06 5.832E-11
1.60E-06 8.005E-11
1.70E-06 8.259E-11
1.80E-06 8.504E-11
1.90E-06 8.747E-11
2.00E-06 8.977E-11
2.10E-06 9.203E-11
2.20E-06 9.429E-11
2.30E-06 9.644E-11
2.40E-06 9.854E-11
2.55E-06 1.517E-10
2.70E-06 1.563E-10

2.80E-06 1.066E-10
3.00E-06 2.190E-10
3.20E-06 2.264E-10
3.40E-06 2.336E-10
3.60E-06 2.406E-10
3.80E-06 2.473E-10
4.00E-06 2.540E-10
4.25E-06 3.265E-10
4.50E-06 3.361E-10
4.75E-06 3.458E-10
5.00E-06 3.550E-10
5.25E-06 3.639E-10
5.50E-06 3.728E-10
5.75E-06 3.813E-10
6.00E-06 3.895E-10
6.30E-06 4.784E-10
6.60E-06 4.900E-10
6.90E-06 5.010E-10
7.20E-06 5.120E-10
7.60E-06 6.997E-10
8.00E-06 7.182E-10
8.40E-06 7.363E-10
8.80E-06 7.543E-10
9.20E-06 7.714E-10
9.60E-06 7.883E-10
1.00E-05 8.051E-10
1.05E-05 1.029E-09
1.10E-05 1.053E-09
1.15E-05 1.078E-09
1.20E-05 1.102E-09
1.28E-05 1.696E-09
1.35E-05 1.746E-09
1.43E-05 1.796E-09
1.50E-05 1.844E-09
1.60E-05 2.531E-09
1.70E-05 2.611E-09
1.80E-05 2.689E-09
1.90E-05 2.766E-09
2.00E-05 2.838E-09
2.10E-05 2.910E-09
2.20E-05 2.981E-09
2.30E-05 3.049E-09
2.40E-05 3.116E-09
2.55E-05 4.798E-09
2.70E-05 4.940E-09
2.80E-05 3.370E-09
3.00E-05 6.924E-09
3.20E-05 7.158E-09
3.40E-05 7.385E-09
3.60E-05 7.608E-09
3.80E-05 7.819E-09
4.00E-05 8.030E-09
4.25E-05 1.032E-08
4.50E-05 1.063E-08
4.75E-05 1.093E-08
5.00E-05 1.122E-08

5.25E-05 1.150E-08
5.50E-05 1.179E-08
5.75E-05 1.205E-08
6.00E-05 1.232E-08
6.30E-05 1.512E-08
6.60E-05 1.549E-08
6.90E-05 1.584E-08
7.20E-05 1.619E-08
7.60E-05 2.212E-08
8.00E-05 2.271E-08
8.40E-05 2.328E-08
8.80E-05 2.385E-08
9.20E-05 2.439E-08
9.60E-05 2.493E-08
1.00E-04 2.546E-08
1.05E-04 3.254E-08
1.10E-04 3.331E-08
1.15E-04 3.408E-08
1.20E-04 3.485E-08
1.28E-04 5.362E-08
1.35E-04 5.521E-08
1.43E-04 5.679E-08
1.50E-04 5.832E-08
1.60E-04 8.004E-08
1.70E-04 8.258E-08
1.80E-04 8.503E-08
1.90E-04 8.746E-08
2.00E-04 8.975E-08
2.10E-04 9.202E-08
2.20E-04 9.428E-08
2.30E-04 9.643E-08
2.40E-04 9.852E-08
2.55E-04 1.517E-07
2.70E-04 1.562E-07
2.80E-04 1.066E-07
3.00E-04 2.189E-07
3.20E-04 2.263E-07
3.40E-04 2.335E-07
3.60E-04 2.405E-07
3.80E-04 2.472E-07
4.00E-04 2.539E-07
4.25E-04 3.263E-07
4.50E-04 3.359E-07
4.75E-04 3.455E-07
5.00E-04 3.547E-07
5.25E-04 3.636E-07
5.50E-04 3.725E-07
5.75E-04 3.810E-07
6.00E-04 3.893E-07
6.30E-04 4.781E-07
6.60E-04 4.897E-07
6.90E-04 5.007E-07
7.20E-04 5.117E-07
7.60E-04 6.993E-07
8.00E-04 7.178E-07
8.40E-04 7.359E-07

8.80E-04 7.539E-07
9.20E-04 7.710E-07
9.60E-04 7.879E-07
1.00E-03 8.047E-07
1.05E-03 1.029E-06
1.10E-03 1.053E-06
1.15E-03 1.077E-06
1.20E-03 1.101E-06
1.28E-03 1.694E-06
1.35E-03 1.744E-06
1.43E-03 1.794E-06
1.50E-03 1.842E-06
1.60E-03 2.528E-06
1.70E-03 2.608E-06
1.80E-03 2.685E-06
1.90E-03 2.762E-06
2.00E-03 2.834E-06
2.10E-03 2.905E-06
2.20E-03 2.977E-06
2.30E-03 3.044E-06
2.40E-03 3.110E-06
2.55E-03 4.788E-06
2.70E-03 4.930E-06
2.80E-03 3.363E-06
3.00E-03 6.908E-06
3.20E-03 7.141E-06
3.40E-03 7.366E-06
3.60E-03 7.587E-06
3.80E-03 7.797E-06
4.00E-03 8.006E-06
4.25E-03 1.029E-05
4.50E-03 1.059E-05
4.75E-03 1.089E-05
5.00E-03 1.118E-05
5.25E-03 1.146E-05
5.50E-03 1.174E-05
5.75E-03 1.200E-05
6.00E-03 1.226E-05
6.30E-03 1.506E-05
6.60E-03 1.542E-05
6.90E-03 1.576E-05
7.20E-03 1.611E-05
7.60E-03 2.201E-05
8.00E-03 2.258E-05
8.40E-03 2.315E-05
8.80E-03 2.371E-05
9.20E-03 2.424E-05
9.60E-03 2.476E-05
1.00E-02 2.529E-05
1.05E-02 3.231E-05
1.10E-02 3.306E-05
1.15E-02 3.380E-05
1.20E-02 3.455E-05
1.28E-02 5.313E-05
1.35E-02 5.466E-05
1.43E-02 5.619E-05

1.50E-02 5.766E-05
1.60E-02 7.909E-05
1.70E-02 8.154E-05
1.80E-02 8.390E-05
1.90E-02 8.625E-05
2.00E-02 8.847E-05
2.10E-02 9.067E-05
2.20E-02 9.281E-05
2.30E-02 9.484E-05
2.40E-02 9.688E-05
2.55E-02 1.491E-04
2.70E-02 1.534E-04
2.80E-02 1.045E-04
3.00E-02 2.145E-04
3.20E-02 2.215E-04
3.40E-02 2.282E-04
3.60E-02 2.347E-04
3.80E-02 2.411E-04
4.00E-02 2.470E-04
4.25E-02 3.170E-04
4.50E-02 3.261E-04
4.75E-02 3.348E-04
5.00E-02 3.430E-04
5.25E-02 3.512E-04
5.50E-02 3.591E-04
5.75E-02 3.667E-04
6.00E-02 3.742E-04
6.30E-02 4.583E-04
6.60E-02 4.684E-04
6.90E-02 4.784E-04
7.20E-02 4.882E-04
7.60E-02 6.650E-04
8.00E-02 6.809E-04
8.40E-02 6.964E-04
8.80E-02 7.111E-04
9.20E-02 7.256E-04
9.60E-02 7.398E-04
1.00E-01 7.535E-04
1.05E-01 9.601E-04
1.10E-01 9.794E-04
1.15E-01 9.987E-04
1.20E-01 1.017E-03
1.28E-01 1.559E-03
1.35E-01 1.599E-03
1.43E-01 1.634E-03
1.50E-01 1.669E-03
1.60E-01 2.279E-03
1.70E-01 2.335E-03
1.80E-01 2.388E-03
1.90E-01 2.438E-03
2.00E-01 2.488E-03
2.10E-01 2.534E-03
2.20E-01 2.575E-03
2.30E-01 2.617E-03
2.40E-01 2.658E-03
2.55E-01 4.060E-03

2.70E-01 4.136E-03
2.80E-01 2.798E-03
3.00E-01 5.692E-03
3.20E-01 5.807E-03
3.40E-01 5.907E-03
3.60E-01 6.006E-03
3.80E-01 6.098E-03
4.00E-01 6.170E-03
4.25E-01 7.809E-03
4.50E-01 7.916E-03
4.75E-01 8.011E-03
5.00E-01 8.087E-03
5.25E-01 8.149E-03
5.50E-01 8.199E-03
5.75E-01 8.250E-03
6.00E-01 8.301E-03
6.30E-01 1.001E-02
6.60E-01 1.004E-02
6.90E-01 1.007E-02
7.20E-01 1.009E-02
7.60E-01 1.345E-02
8.00E-01 1.343E-02
8.40E-01 1.342E-02
8.80E-01 1.340E-02
9.20E-01 1.333E-02
9.60E-01 1.326E-02
1.00E+00 1.320E-02
1.10E+00 3.256E-02
1.20E+00 3.188E-02
1.30E+00 3.107E-02
1.40E+00 3.015E-02
1.50E+00 2.922E-02
1.60E+00 2.824E-02
1.70E+00 2.719E-02
1.80E+00 2.614E-02
1.90E+00 2.509E-02
2.00E+00 2.404E-02
2.10E+00 2.299E-02
2.20E+00 2.196E-02
2.30E+00 2.094E-02
2.40E+00 1.999E-02
2.50E+00 1.905E-02
2.60E+00 1.811E-02
2.70E+00 1.723E-02
2.80E+00 1.636E-02
2.90E+00 1.552E-02
3.00E+00 1.472E-02
3.10E+00 1.395E-02
3.20E+00 1.321E-02
3.30E+00 1.249E-02
3.40E+00 1.180E-02
3.50E+00 1.115E-02
3.60E+00 1.052E-02
3.70E+00 9.932E-03
3.80E+00 9.367E-03
3.90E+00 8.825E-03

4.00E+00 8.315E-03
4.10E+00 7.829E-03
4.20E+00 7.368E-03
4.30E+00 6.934E-03
4.40E+00 6.521E-03
4.50E+00 6.130E-03
4.60E+00 5.763E-03
4.70E+00 5.415E-03
4.80E+00 5.086E-03
4.90E+00 4.779E-03
5.00E+00 4.486E-03
5.10E+00 4.214E-03
5.20E+00 3.955E-03
5.30E+00 3.712E-03
5.40E+00 3.485E-03
5.50E+00 3.270E-03
5.60E+00 3.066E-03
5.70E+00 2.875E-03
5.80E+00 2.696E-03
5.90E+00 2.529E-03
6.00E+00 2.371E-03
6.10E+00 2.223E-03
6.20E+00 2.083E-03
6.30E+00 1.951E-03
6.40E+00 1.829E-03
6.50E+00 1.712E-03
6.60E+00 1.603E-03
6.70E+00 1.501E-03
6.80E+00 1.405E-03
6.90E+00 1.316E-03
7.00E+00 1.232E-03
7.10E+00 1.153E-03
7.20E+00 1.079E-03
7.30E+00 1.009E-03
7.40E+00 9.445E-04
7.50E+00 8.837E-04
7.60E+00 8.268E-04
7.70E+00 7.736E-04
7.80E+00 7.237E-04
7.90E+00 6.770E-04
8.00E+00 6.333E-04
8.10E+00 5.925E-04
8.20E+00 5.543E-04
8.30E+00 5.186E-04
8.40E+00 4.851E-04
8.50E+00 4.538E-04
8.60E+00 4.246E-04
8.70E+00 3.972E-04
8.80E+00 3.716E-04
8.90E+00 3.477E-04
9.00E+00 3.253E-04
9.10E+00 3.043E-04
9.20E+00 2.846E-04
9.30E+00 2.663E-04
9.40E+00 2.491E-04
9.50E+00 2.331E-04

9.60E+00 2.180E-04
9.70E+00 2.039E-04
9.80E+00 1.907E-04
9.90E+00 1.783E-04
1.00E+01 1.668E-04
1.01E+01 1.559E-04
1.02E+01 1.458E-04
1.03E+01 1.363E-04
1.04E+01 1.275E-04
1.05E+01 1.192E-04
1.06E+01 1.114E-04
1.07E+01 1.042E-04
1.08E+01 9.746E-05
1.09E+01 9.112E-05
1.10E+01 8.520E-05
1.11E+01 7.967E-05
1.12E+01 7.450E-05
1.13E+01 6.966E-05
1.14E+01 6.513E-05
1.15E+01 6.090E-05
1.16E+01 5.694E-05
1.17E+01 5.323E-05
1.18E+01 4.977E-05
1.19E+01 4.652E-05
1.20E+01 4.349E-05
1.21E+01 4.066E-05
1.22E+01 3.800E-05
1.23E+01 3.552E-05
1.24E+01 3.319E-05
1.25E+01 3.102E-05
1.26E+01 2.899E-05
1.27E+01 2.710E-05
1.28E+01 2.532E-05
1.29E+01 2.366E-05
1.30E+01 2.210E-05
1.31E+01 2.065E-05
1.32E+01 1.929E-05
1.33E+01 1.802E-05
1.34E+01 1.683E-05
1.35E+01 1.572E-05
1.36E+01 1.468E-05
1.37E+01 1.370E-05
1.38E+01 1.280E-05
1.39E+01 1.195E-05
1.40E+01 1.117E-05
1.41E+01 1.043E-05
1.42E+01 9.738E-06
1.43E+01 9.092E-06
1.44E+01 8.489E-06
1.45E+01 7.927E-06
1.46E+01 7.402E-06
1.47E+01 6.911E-06
1.48E+01 6.454E-06
1.49E+01 6.026E-06
1.50E+01 5.626E-06
1.51E+01 5.253E-06

1.52E+01 4.904E-06
1.53E+01 4.579E-06
1.54E+01 4.276E-06
1.55E+01 3.992E-06
1.56E+01 3.727E-06
1.57E+01 3.479E-06
1.58E+01 3.249E-06
1.59E+01 3.034E-06
1.60E+01 2.831E-06
1.61E+01 2.644E-06
1.62E+01 2.468E-06
1.63E+01 2.303E-06
1.64E+01 2.150E-06
1.65E+01 2.007E-06
1.66E+01 1.874E-06
1.67E+01 1.749E-06
1.68E+01 1.633E-06
1.69E+01 1.524E-06
1.70E+01 1.422E-06
1.71E+01 1.328E-06
1.72E+01 1.239E-06
1.73E+01 1.157E-06
1.74E+01 1.080E-06
1.75E+01 1.008E-06
1.76E+01 9.404E-07
1.77E+01 8.776E-07
1.78E+01 8.190E-07
1.79E+01 7.643E-07
1.80E+01 7.134E-07
1.81E+01 6.655E-07
1.82E+01 6.211E-07
1.83E+01 5.793E-07
1.84E+01 5.405E-07
1.85E+01 5.042E-07
1.86E+01 4.704E-07
1.87E+01 4.390E-07
1.88E+01 4.094E-07
1.89E+01 3.820E-07
1.90E+01 3.562E-07
1.91E+01 3.323E-07
1.92E+01 3.100E-07
1.93E+01 2.892E-07
1.94E+01 2.698E-07
1.95E+01 2.515E-07
1.96E+01 2.347E-07
1.97E+01 2.189E-07
1.98E+01 2.041E-07
1.99E+01 1.904E-07
2.00E+01 1.776E-07
2.05E+01 7.240E-07
2.10E+01 5.109E-07
2.15E+01 3.606E-07
2.20E+01 2.545E-07
2.25E+01 1.797E-07
2.30E+01 1.268E-07
2.35E+01 8.948E-08

2.40E+01 6.315E-08
 2.45E+01 4.458E-08
 2.50E+01 3.147E-08
 2.55E+01 2.221E-08
 2.60E+01 1.567E-08
 2.65E+01 1.106E-08
 2.70E+01 7.807E-09
 2.75E+01 5.511E-09
 2.80E+01 3.889E-09
 2.85E+01 2.745E-09
 2.90E+01 1.938E-09
 2.95E+01 1.367E-09
 3.00E+01 8.781E-10
 c
 C 304L STEEL rho = 8.0 g/cc
 m1 6000.60c -0.000150
 14028.80c -0.0046115
 14029.80c -0.0002335
 14030.80c -0.000155
 15031.80c -0.000230
 16032.80c -0.00014253
 16034.80c -0.00000747
 24050.80c -0.0082555
 24052.80c -0.1591991
 24053.80c -0.0180519
 24054.80c -0.0044935
 25055.80c -0.010000
 26054.80c -0.0402798
 26056.80c -0.636957
 26057.80c -0.015278
 26058.80c -0.0019452
 28058.80c -0.068077
 28060.80c -0.026233
 28061.80c -0.00114
 28062.80c -0.00456
 C FELT rho = 0.185 g/cc PDF material list
 m2 1001.80c -0.0442
 6000.60c -0.4346
 7014.80c -0.1765
 8016.80c -0.3447
 C Californium rho = 15.1 g/cc
 m3 26054.80c 0.994 26056.80c 0.006
 C Hlinik rho = 2.7 g/cc
 m4 13027.80c 1
 m5 71175.80c 0.97401 71176.80c 0.02599
 m6 49113.80c 0.0428 49115.80c 0.9572
 m7 71175.80c 1
 m10 24050.80c 1
 m11 23050.80c 0.0025 23051.80c 0.9975
 m60 29063.80c 0.6915 29065.80c 0.3085
 m20 71175.80c 0.97401 71176.80c 0.02599 \$ lutecium přírodní zastoupení
 m21 71175.80c 1 \$čistý materiál
 C TALLY JEMNE
 f4:n 610
 fm4 1e-24 21 103 \$výsledek na jeden atom+odkaz na materiál
 # de4 df4


```
0.4 0.0001
10 0.0025
14 0.0034
20 0.005
  prdmp 1e8 1e8 1
print
nps 2e9
```