

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky  
a komunikačních technologií

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Brno, 2020

Bc. Martin Vláčil



# VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

## FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

## ÚSTAV ELEKTROENERGETIKY

DEPARTMENT OF ELECTRICAL POWER ENGINEERING

## NOVÉ TRENDY VE VÝZKUMU A VÝVOJI STÍNĚNÍ IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ

NEW TRENDS IN IONIZING RADIATION SHIELDING RESEARCH AND DEVELOPMENT

### DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

### AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. Martin Vláčil

### VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. Karel Katovský, Ph.D.

BRNO 2020

# Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor **Elektroenergetika**

Ústav elektroenergetiky

**Student:** Bc. Martin Vláčil

**ID:** 173777

**Ročník:** 2

**Akademický rok:** 2019/20

**NÁZEV TÉMATU:**

## **Nové trendy ve výzkumu a vývoji stínění ionizujícího záření**

**POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:**

1. Proveďte rozdělení ionizujícího záření do skupin dle použití a potřeby jeho stínění.
2. Proveďte rešerši na aktuální trendy ve stínění IZ.
3. Realizujte experimenty na stínění v laboratoři IZ.
4. Proveďte simulace experimentů a srovnajte výsledky.

**DOPORUČENÁ LITERATURA:**

Stabin: Radiation Protection and Dosimetry, 2007

Shultis: Radiation Shielding, 2000

Johnson: Health Physics, 2008

**Termín zadání:** 3.2.2020

**Termín odevzdání:** 1.6.2020

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

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

**UPOZORNĚNÍ:**

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

## **ABSTRAKT**

Tato práce se zabývá problematikou stínění ionizujícího záření, což je záření, které má dostatek energie postačující k ionizaci atomu nebo molekuly ozářené látky. Toto záření může vznikat v jaderných zařízeních typu jaderná elektrárna, urychlovač částic, nebo v rentgenu ve zdravotnictví. K ochraně před ionizujícím zářením se doposud používaly standardní stínící materiály nejčastěji olovo či beton. Nové trendy se pokouší nahradit tyto materiály lehčími, efektivnějšími a zdravotně nezávadnými materiály.

Praktická část se věnuje měření dat pro získání základních veličin stínících materiálů, jako je součinitel zeslabení a vzrůstový faktor. Je zde popsána měřicí platforma, pomocí které lze naměřit data potřebné k vypočítání těchto veličin. Výsledky měření jsou porovnávány s tabulkovými hodnotami, aby byla určena přesnost měření. Dále jsou zde uvedeny výsledky měření pěti betonových materiálů od firmy MICO, spol. s r.o. K získání teoretických hodnot byl použit simulační program MCNP6, ve kterém je možné vytvořit model měřicí platformy, která byla použita v praktickém měření. Dále se nadefinuje stínící materiál, zdroj a detektor. Výsledkem jsou opět data potřebná k určení součinitele zeslabení.

Výsledky dat z měření a simulace v MCNP6 jsou vyhodnoceny a graficky zpracovány do takové podoby, aby bylo možné porovnat vlastnosti stínících materiálů mezi sebou.

## **KLÍČOVÁ SLOVA:**

Ionizující záření; radiace; součinitel zeslabení; vzrůstový faktor; MCNP6; stínící materiál

## **ABSTRACT**

This thesis deals with the problem of shielding ionizing radiation which is a beam that has enough energy to ionize an atom or a molecule of an irradiated substance. This radiation can occur in nuclear facilities such as a nuclear power plant, a particle accelerator, or in X-rays in healthcare. Until now, standard shielding materials, most often lead or concrete, have been used to protect against ionizing radiation. New trends are therefore trying to replace these materials with lighter, more effective and harmless materials.

The practical part is focused on measure the data to obtain the basic properties of shielding materials, such as the attenuation factor and the buildup factor. A measuring platform is described here, which can be used to measure the data needed to calculate the attenuation factor and the buildup factor. The measurement results are compared with tabular values to determine the accuracy of the measurements. Furthermore, the results of measurements of five concrete materials from the company MICO, spol. s r.o. To obtain theoretical values, the simulation program MCNP6 was used, in which it is possible to create a model of the measuring platform, which was used in practical measurements. Next the shielding material, source and detector are defined. The result lead again to the data needed to determine the attenuation factor.

The results of measurement and simulation data in MCNP6 are evaluated and graphically processed into such a form that it is possible to compare the properties of shielding materials with each other.

## **KEY WORDS:**

Ionizing radiation; radiation; attenuation factor; buildup factor; MCNP6; shielding material

Bibliografická citace práce:

VLÁČIL, M. Nové trendy ve výzkumu a vývoji stínění ionizujícího záření. Diplomová práce. Brno: Ústav elektroenergetiky FEKT VUT v Brně, 2020, 82 stran. Vedoucí práce byl Ing. Karel Katovský Ph.D.

„Prohlašuji, že svou diplomovou práci na téma „Nové trendy ve výzkumu a vývoji stínění ionizujícího záření“ jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího diplomové práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

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

V Brně dne:

Podpis autora .....

## **Poděkování**

Tímto bych rád poděkoval panu Ing. Karlu Katovskému, Ph.D. za odborné vedení, ochotu a obětavost i v nelehkém období koronaviru. Dále bych rád poděkoval panu Ing. Dušanu Královi za pomoc a rady při práci v laboratoři ionizujícího záření a při sestavování kódu v programu MCNP6. V neposlední řadě bych rád poděkoval firmě MICo, spol. s r.o za poskytnutí jejich betonových stínících materiálů pro tento výzkum.

# Obsah

<b>SEZNAM OBRÁZKŮ .....</b>	<b>9</b>
<b>SEZNAM TABULEK.....</b>	<b>11</b>
<b>SEZNAM SYMBOLŮ A ZKRATEK.....</b>	<b>12</b>
<b>1 ÚVOD.....</b>	<b>13</b>
<b>2 RADIOAKTIVITA.....</b>	<b>14</b>
<b>2.1 TRANSFORMAČNÍ MECHANISMY.....</b>	<b>14</b>
<b>2.2 EMISE ALFA .....</b>	<b>14</b>
<b>2.3 IZOBARICKÝ PŘECHOD .....</b>	<b>18</b>
2.3.1 EMISE BETA .....	18
2.3.2 EMISE POZITRONU .....	21
2.3.3 ZÁCHYT ORBITÁLNÍCH ELEKTRONŮ.....	22
<b>2.4 IZOMERNÍ PŘECHOD .....</b>	<b>23</b>
2.4.1 SVAZKY GAMA.....	23
2.4.2 VNITŘNÍ KONVERZE .....	24
<b>2.5 NEUTRONY .....</b>	<b>25</b>
2.5.1 PRODUKCE.....	25
<b>2.6 VYBRANÉ DOZIMETRICKÉ VELIČINY .....</b>	<b>26</b>
<b>3 VNĚJŠÍ PRINCIPY OCHRANY .....</b>	<b>29</b>
<b>3.1 STÍNĚNÍ ZDROJE FOTONŮ.....</b>	<b>30</b>
<b>3.2 Odstupňované nebo laminované stínění.....</b>	<b>32</b>
<b>3.3 STÍNĚNÍ RENTGENOVÝCH SVAZKŮ.....</b>	<b>33</b>
<b>3.4 STÍNĚNÍ DISKTRÉTNÍCH ELEKTRONOVÝCH ZDROJŮ .....</b>	<b>34</b>
<b>3.5 STÍNĚNÍ NEUTRONOVÝCH ZDROJŮ.....</b>	<b>35</b>
3.5.1 MODERACE RYCHLÝCH NEUTRONŮ .....	35
3.5.2 ZÁCHYT TEPELNÝCH NEUTRONŮ .....	36
<b>4 NOVÉ TRENDY VE STÍNĚNÍ ZÁŘENÍ GAMA.....</b>	<b>37</b>
4.1.1 OLOVO JAKOŽTO MATERIÁL PRO STÍNĚNÍ .....	38
<b>4.2 AKTUÁLNÍ VÝVOJ VE STÍNĚNÍ IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ.....</b>	<b>38</b>
4.2.1 ELIMINACE A NAHRAZENÍ OLOVA.....	38
4.2.2 VÝVOJ NOVÝCH BEZOLOVNATÝCH STÍNÍCÍCH MATERIÁLŮ.....	39
4.2.3 SKLO VYUŽITÉ JAKO STÍNĚNÍ PŘED IONIZUJÍCÍM ZÁŘENÍM .....	40
4.2.4 BISMUT BARYOVÉ/ BISMUT BÓROVÉ SKLA.....	40
4.2.5 TELLUROVÁ SKLA .....	40
4.2.6 KOMPOZITNÍ MATERIÁLY JAKO STÍNĚNÍ PŘED GAMA ZÁŘENÍM .....	41
4.2.7 SLITINY JAKO STÍNÍCÍ MATERIÁLY PŘED RADIACÍ .....	41
<b>5 PRAKTICKÁ ČÁST.....</b>	<b>41</b>
<b>5.1 MĚŘÍCÍ PLATFORMA.....</b>	<b>43</b>
5.1.1 ZDROJ ZÁŘENÍ GAMA .....	43
5.1.2 DETEKTOR .....	44



---

5.1.3 KOLIMÁTORY .....	45
<b>5.2 POSTUP MĚŘENÍ .....</b>	<b>48</b>
5.2.1 VYHODNOCENÍ MĚŘENÍ: .....	48
5.2.2 TESTOVACÍ MĚŘENÍ.....	49
<b>5.3 MĚŘENÍ STÍNÍCÍCH MATERIÁLŮ FIRMY MICO, SPOL. S R.O. ....</b>	<b>53</b>
<b>5.4 SIMULACE MĚŘENÍ METODOU MONTE CARLO V PROGRAMU MCNP6® .....</b>	<b>55</b>
5.4.1 SIMULACE MĚŘENÍ .....	56
5.4.2 SIMULACE STÍNÍCÍCH MATERIÁLŮ FIRMY MICO, SPOL. S R.O.....	57
<b>5.5 MĚŘENÍ VZRŮSTOVÉHO FAKTORU .....</b>	<b>63</b>
<b>6 ZÁVĚR.....</b>	<b>65</b>
<b>POUŽITÁ LITERATURA .....</b>	<b>67</b>
<b>7 PŘÍLOHY .....</b>	<b>71</b>
7.1 PŘÍLOHA A.....	71
7.2 PŘÍLOHA B .....	74
7.3 PŘÍLOHA C.....	81

## SEZNAM OBRÁZKŮ

<i>Obr. 2-1 Potenciál uvnitř a v okolí jader [3].....</i>	<i>15</i>
<i>Obr. 2-2 Transformace Radia-226 rozpadovou řadou [3].....</i>	<i>17</i>
<i>Obr. 2-3 Fosfor-32 spektrum beta [4].....</i>	<i>19</i>
<i>Obr. 2-4 Transformační schéma rtuti <sup>203</sup>Hg [4] .....</i>	<i>20</i>
<i>Obr. 2-5 Transformační dekáda draslíku <sup>42</sup>K [4] .....</i>	<i>20</i>
<i>Obr. 2-6 Transformační přeměna sodíku-22 [5].....</i>	<i>22</i>
<i>Obr. 2-7 Schématické znázornění vnitřní konverze [7] .....</i>	<i>24</i>
<i>Obr. 3-1 Stíněné fotonového zdroje ve stavu „špatné geometrie“ .....</i>	<i>31</i>
<i>Obr. 3-2 Zdroje radiace od zdroje rentgenového záření [16] .....</i>	<i>33</i>
<i>Obr. 3-3 Účinné průřezy pro několik vybraných materiálů pro záchyt neutronu. [20] .....</i>	<i>37</i>
<i>Obr. 4-1 Stínící vlastnosti olova, bismutu a wolframu [21] .....</i>	<i>39</i>
<i>Obr. 5-1 Součinitel zeslabení <math>\mu</math> v závislosti na energii pro olovo [34].....</i>	<i>42</i>
<i>Obr. 5-2 Uložení zdroje v olověném válci .....</i>	<i>43</i>
<i>Obr. 5-3 Schéma scintilačního detektoru [38].....</i>	<i>44</i>
<i>Obr. 5-4 Detektor a jeho olověné stínění.....</i>	<i>45</i>
<i>Obr. 5-5 rozložení úhlů na měřicí lavici [39].....</i>	<i>46</i>
<i>Obr. 5-6 Celkový pohled na měřicí lavici.....</i>	<i>47</i>
<i>Obr. 5-7 Naměřené spektrum měďi (tl.=1,05 cm) a bez materiálu; zdroj Co-60.....</i>	<i>48</i>
<i>Obr. 5-8 Spektrum olova, měřeno 20 min; tl.=1 cm .....</i>	<i>52</i>
<i>Obr. 5-9 Naměřené spektrum pro 5 vzorků, zdroj_Cs-137, tl.=10 cm.....</i>	<i>54</i>
<i>Obr. 5-10 Naměřené spektrum všech 5 vzorků, zdroj_Co-60, tl.=10 cm.....</i>	<i>54</i>
<i>Obr. 5-11 Vypočítané hodnoty součinitele zeslabení v závislosti na energii gama záření.....</i>	<i>55</i>
<i>Obr. 5-12 Pohled na 3D vykreslení modelu v programu Visual Editor .....</i>	<i>56</i>
<i>Obr. 5-13 Spektrum simulovaných materiálů, zdroj Co-60.....</i>	<i>59</i>
<i>Obr. 5-14 Spektrum simulovaných materiálů, zdroj Cs-137 .....</i>	<i>60</i>
<i>Obr. 5-15 Závislost součinitele zeslabení materiálů MICo na energii gama záření .....</i>	<i>62</i>
<i>Obr. 5-16 Závislost polotloušťky materiálů MICo a olova na energii gama záření.....</i>	<i>62</i>
<i>Obr. 5-17 Polotloušťky běžných materiálů v závislosti na energii gama záření [42].....</i>	<i>63</i>
<i>Obr. 5-18 Pohled na měřicí sestavu pro získání vzrůstového faktoru.....</i>	<i>64</i>
<i>Obr. 5-19 Závislost vzrůstového faktoru na hustotě materiálů MICo.....</i>	<i>64</i>

## Přílohy:

<i>A. 1 Pohled na měřicí platformu zepředu .....</i>	<i>71</i>
<i>A. 2 Pohled na měřicí platformu zezadu.....</i>	<i>71</i>
<i>A. 3 Stínící materiál HD450 od MICO, spol. s r.o. ....</i>	<i>72</i>
<i>A. 4 Uspořádání měření pro získání vzrůstového faktoru .....</i>	<i>72</i>
<i>A. 5 Řez měřicí platformou s vyznačeným úhlem rozptylu.....</i>	<i>73</i>

## SEZNAM TABULEK

Tab. 2.1	Přehled radiačních váhových faktorů $w_R$ pro různé druhy ionizujícího záření [12].....	29
Tab. 2.2	Přehled tkáňových váhových faktorů $w_T$ zohledňující zasáhnutou tkáň [12].....	29
Tab. 3.1	Vybrané stínící materiály a jejich koeficienty pro výpočet vzrůstového faktoru [14] ....	31
Tab. 3.2	Hodnoty vzrůstového faktoru v závislosti na energii částic a relaxační délce.....	32
Tab. 3.3	Vzrůstový faktor pro vodu a olovo [15] .....	32
Tab. 4.1	porovnání některých prvků z pohledu ceny, hustoty a protonového čísla [21].....	38
Tab. 5.1	Součinitel zeslabení pro některé prvky z teoretických tabulek [34] .....	42
Tab. 5.2	Vyhodnocení měření olověné desky, zdroj: Co-60, tl.=1 cm.....	50
Tab. 5.3	Souhrnná tabulka testovacího měření.....	52
Tab. 5.4	Součinitele zeslabení pro MICO materiály z naměřených hodnot .....	53
Tab. 5.5	Testovací simulace na olovu tl.=1cm.....	57
Tab. 5.6	Hmotnostní zastoupení prvků v jednotlivých materiálech.....	58
Tab. 5.7	Molární hmotnosti použité pro přepočítání molekulového složení na složení prvkové .....	58
Tab. 5.8	Souhrnná tabulka vypočítaných hodnot ze simulace MCNP6.....	59
Tab. 5.9	Výstup ze simulací a vypočítané veličiny pro stínící materiály.....	61
Tab. 5.10	Rovnice trendů pro výpočet polotloušťky materiálu z grafu na Obr. 5-16.....	62
Tab. 5.11	Naměřené a vypočítané hodnoty pro vzrůstový faktor při $E=662$ keV, tl.=20 cm .....	63
B. 1	Naměřené hodnoty Olova, Co-60(1170, 1330 keV) Cs-137(662 keV) tl.= 1 cm.....	74
B. 2	Naměřené hodnoty hliníku, Co-60(1170, 1330 keV) Cs-137(662 keV) tl.= 1,5 cm.....	75
B. 3	Naměřené hodnoty mědi, Co-60(1170, 1330 keV) Cs-137(662 keV) tl.= 1,05 cm.....	76
B. 4	Naměřené hodnoty grafitu, Co-60(1170, 1330 keV) Cs-137(662 keV) tl.= 4,2 cm .....	76
B. 5	Naměřené hodnoty pro SD235, tl.=10 cm .....	77
B. 6	Naměřené hodnoty pro LB235, tl.=10 cm .....	77
B. 7	Naměřené hodnoty pro HD350, tl.=10 cm .....	77
B. 8	Naměřené hodnoty pro HD400, tl.=10 cm .....	78
B. 9	Naměřené hodnoty pro HD450, tl.=10 cm .....	78
B. 10	Výstupní hodnoty ze simulací.....	79
B. 11	Originální tabulka složení MICO materiálů.....	80

**SEZNAM SYMBOLŮ A ZKRATEK**

<b>Zkratka</b>	<b>význam</b>
IZ	ionizující záření
MCNP6	Monte Carlo N-Particle code
$\nu_n$	neutrino
záchyt K	záchyt elektronu ze slupky elektronového obalu K
SÚJB	Státní úřad pro jadernou bezpečnost
NaI(Tl)	scintilační detektor ionizujícího záření
peak	Vrchol
FWHM	plná šířka v polovině maxima

# 1 ÚVOD

Pojem ionizující záření (dále také JZ) je takové záření, které má dostatek energie postačující k ionizaci atomu nebo molekuly ozářené látky. Ionizace je tedy proces, při kterém se z elektricky neutrálního atomu nebo molekuly stane iont, což je kladně či záporně nabitá částice atomární velikosti. Tento neviditelný proud částic může být nebezpečný pro lidský organismus, a proto je důležité se před ním chránit.

V první části tohoto dokumentu je vysvětlen pojem radioaktivita, což je obecný pojem popisující vlastnost látek vysílat neviditelné záření. Tu jako první na světě objevil Henri Becquerel v roce 1896. Od té doby došlo k postupnému rozšiřování tohoto oboru a vysvětlení principů vzniku radioaktivity. Tato práce se ovšem věnuje pouze vybrané části částic, a to těm ionizujícím. Je zde vysvětlen princip přechodu nestabilní částice na částici stabilní, či méně nestabilní za účasti vyzáření částice s určitou energií. Tyto částice se obecně člení na částice alfa, což je energetický proud jader helia. Částice beta, což je proud elektronů či pozitronů (částice podobná elektronu s opačným nábojem). Důležitým ionizujícím zářením je záření gama, což je proud vysoce energetických fotonů, vyznačují se vysokou pronikavostí. Toto záření vznikne při přechodu alfa či beta nestabilního jádra atomu, protože vzniklé jádro většinou obsahuje přebytek energie. A té se právě jádro zbaví emisí částic gama. Dále se uvádí neutronový tok, jehož vznik je velice znám u jaderných reaktorů. Při jeho potřebě odstranění se postupuje tak, že se nejprve sníží energie neutronu na tzv. tepelné neutrony s energií 0,025 eV. Tyto neutrony už lze snadno zachytit pomocí látek s vysokým účinným průřezem, jako je např. bór či kadmium.

V těle tohoto dokumentu se nachází základní seznámení s dozimetrickými veličinami. Jsou zde vysvětleny pojmy, jako třeba přeměnový zákon, dále aktivita, která udává rychlost přeměny, ekvivalentní dávka, což je veličina používaná v oblasti radiační ochrany společně s efektivní dávkou, která zohledňuje různý účinek ionizujícího záření na lidské tělo. Efektivní dávka je měřena dozimetrem s jednotkami „sievert“ (Sv), což nám připomíná průkopníka radiační ochrany Rolfa Maxmiliania Sieverta.

Na teoretickou část navazuje část praktická, ve které je detailně popsána měřící platforma na měření součinitele zeslabení, pomocí kterého lze porovnat stínící schopnost materiálu. Jsou zde zmíněny jednotlivé komponenty této platformy, jako např. kolimátory, detektor či zdroj. Pomocí této platformy je změřena řada klasických stínících materiálů za účelem otestovat přesnost měření pomocí této platformy. Po ověření funkčnosti bylo změřeno 5 stínících materiálů od firmy MICo, spol. s r.o, což jsou betonové cihly s příměsí pro zlepšení stínících vlastností těchto materiálů. V návaznosti na měření byl dále použit výpočetní program MCNP6, pomocí kterého lze simulovat chování ionizujícího záření při prostupu jakékoliv nadefinované hmoty. V tomto simulačním programu byl vytvořen zjednodušený model měřící platformy podobné té použité pro měření součinitele zeslabení.

V programu byly nadefinovány materiály o stejném prvkovém složení, jako mají materiály MICo a byla provedena řada simulací za účelem získání stejné řady dat, jako při měření na měřící platformě. Data byla mezi sebou porovnána a vyhodnocena.

V závěru tento dokument obsahuje popis měření vzrůstového faktoru, který do výpočtu paprsku prošlého stínícím materiálem přidává i gama záření interagující s hmotou.

## 2 RADIOAKTIVITA

Radioaktivita může být definována jako spontánní jaderná transformace v nestabilních atomech, která vede k formaci nového prvku. Tyto transformace jsou charakterizovány jedním z mnoha různých mechanismů, obsahující emisi alfa-částice, beta-částice, pozitronu a záchytu orbitálního elektronu. Každá z těchto reakcí může, anebo nemusí být doprovázena radiací gama. Radioaktivita a radioaktivní vlastnosti nuklidů jsou určeny pouze fyzikou atomárních částic a jsou nezávislé na chemickém stavu radionuklidu. Radioaktivní vlastnosti atomů proto nemohou být změněny jinými prostředky a jsou unikátní vůči příslušným radionuklidům. Přesný režim radioaktivní transformace záleží na dvou faktorech: Na konkrétním typu jaderné nestability, což znamená, že je poměr počtu neutronů vůči protonům v jádře nuklidu je příliš malý či příliš velký. [1]

### 2.1 Transformační mechanismy

Všechny radioaktivní transformace spadají do jedné z následujících kategorií:

- Emise alfa
- Izobarický přechod (Pokud protonové číslo mateřského jádra je  $Z$ , potom protonové číslo dceřiného jádra je  $Z+1$ , pokud je beta částice emitována a  $Z-1$ , potom je emitován pozitron. Atomová hmotnost dceřiného jádra je stejná, jako mateřského)
  - Emise beta (negatron)
  - Emise Pozitronu
  - Záchyt orbitálního elektronu
  - Emise zpomalených neutronů
- Izomerní přechod (Protonové číslo a atomové hmotnostní číslo dceřiného jádra je stejné, jako u mateřského jádra)
  - Emise záření gama
  - Vnitřní konverze
  - Spontánní štěpení [1]

### 2.2 Emise Alfa

Částice alfa je vysoce energetický proud jader helia, který je emitován z jádra nestabilního atomu, kdy je poměr počtu neutronů k protonům příliš malý. Je to kladně nabitá masivní částice skládající se ze dvou protonů a dvou neutronů. Jelikož protonové číslo a hmotnostní číslo je zachované v přechodu alfa, je následující protonové číslo u dceřiného jádra o dvě nižší a atomové hmotnostní číslo o čtyři nižší, než u mateřského jádra. Jako příklad je uvedena přeměna  $^{210}_{84}\text{Po}$  [2]:



V tomto případě,  $^{210}\text{Po}$  má poměr neutronů k protonům 126:84, nebo 1,5:1. Po rozpadu doprovázející emisi alfa vzniká stabilní dceřiné jádro  $^{206}_{82}\text{Pb}$  s poměrem neutronů k protonům 1,51:1. S výjimkou  $^{147}_{62}\text{Sm}$  přírodně se vyskytující zářiče alfa, jsou k nalezení pouze mezi prvky s atomovým číslem vyšším než 82. Vysvětlení pro tento jev je dvojitý: První fakt je, že elektrostatická odpudivá síla v těžkých jádrech vzrůstá mnohem rychleji, než soudržná jaderná síla. V důsledku toho se mohou elektrostatické síly blížit, či dokonce překročit jaderné síly.

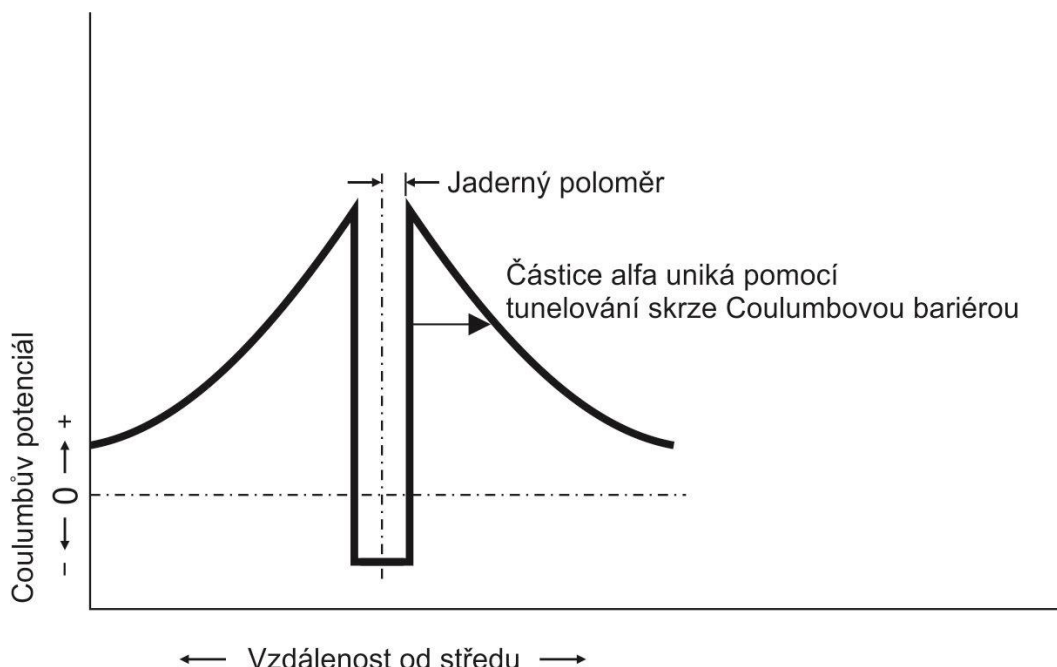
Druhá část vysvětlení se týká faktu, že emitovaná částice musí mít dostatečnou energii k překonání vysoko potenciální bariéry na povrchu jádra vyplývající z přítomnosti pozitivního náboje nukleonů. Tato potenciální bariéra může být graficky zobrazena na Obr. 2-1.

Vnitřek jader může být díky zápornému potenciálu zobrazen jako potenciálová jáma, která je obklopena zdmi, jejichž výška je kolem 25 MeV pro alfa částici uvnitř vysoko atomárních jader. Podle teorie kvantové mechaniky může alfa částice opustit potenciální jámu díky jevu zvanému tunelování skrze potenciálovou bariéru. Pro pozorování emise alfa z přirozeně se vyskytujících prvků s vysokým atomovým číslem je potřeba, aby alfa částice měla kinetickou energii vyšší než 3,8 MeV. Tato podmínka je potvrzena díky experimentálnímu zjištění, že nejnižší energie alfa částice emitované z prvku s vysokým atomovým číslem je 3,93 MeV. Tato alfa částice pochází z  $^{232}\text{Th}$ . Samarium-147 emituje alfa částice, jejichž energie je pouze 2,18 MeV. Tato nízká energie je konzistentní, nicméně s teoretickými výpočty zmíněnými výše musíme zohlednit protonové číslo Samaria-62. Kinetická energie je důsledek čistého poklesu hmotnosti kvůli formování alfa částice. Obecně aby existovala emise alfa, musí platit následující rovnice: [2]

$$M_M = M_d + M_\alpha + 2M_e + Q \quad (2.2)$$

Kde:

$M_M$	Hmotnost mateřského jádra	(kg)
$M_d$	Hmotnost dceřiného jádra	(kg)
$M_\alpha$	Hmotnost emitované částice alfa	(kg)
$M_e$	Hmotnost elektronu ztraceného během přeměny mateřského jádra na dceřiné jádro	(kg)
$Q$	Totální uvolněná energie spojená s radioaktivní přeměnou	(amu)



Obr. 2-1 Potenciál uvnitř a v okolí jader [3]



Po úpravě rovnice (2.2) můžeme dostat rovnici pro výpočet totální uvolněné energie

$$\begin{aligned} Q &= M_{Po} - M_{Pb} - M_{\alpha} - 2M_e \\ &= 210,04850 - 206,03883 - 4,00277 - 2 \cdot 0,00055 \\ &= 0,0058 \text{ amu (atomová hmotnostní jednotka)} \end{aligned} \quad (2.3)$$

Vyjádřeno v energetické jednotce:

$$Q = 0,0058 \text{ amu} \cdot 931 \frac{\text{MeV}}{\text{amu}} = 5,4 \text{ MeV} \quad (2.4)$$

Tato  $Q$  hodnota reprezentuje veškerou energii spojenou s transformací  $^{210}\text{Po}$ . Pokud v tomto přechodu není vyzářeno žádné záření gama, veškerá energie se projeví jako kinetická energie a je rozdělena mezi částici alfa a dceřiné jádro, které vznikne po emisi částice alfa. Přesné množství energie rozdělené mezi alfa částici a vzniklým jádrem závisí na hmotnosti dceřiného jádra a může být vypočítána pomocí zákona o zachování energie a hybnosti. Pokud  $M$  a  $m$  jsou hmotnosti dceřiného jádra a částice alfa a  $V$  a  $v$  jsou jejich vlastní rychlosti, potom platí: [2]

$$Q = \frac{1}{2} \cdot MV^2 + \frac{1}{2}mv^2 \quad (2.5)$$

Podle zákona o zachování hybnosti

$$MV = mv \quad (2.6)$$

Nebo

$$V = \frac{mv}{M} \quad (2.7)$$

Když je hodnota  $V$  z rovnice (2.6) vložena do rovnice (2.5), dostaneme:

$$Q = \frac{1}{2} \cdot M \frac{m^2v^2}{M^2} + \frac{1}{2}mv^2 \quad (2.8)$$

Pokud necháme  $E_{kin}$  reprezentovat kinetickou energii částice alfa,  $\frac{1}{2}mv^2$ , potom rovnice (2.8) může být zapsána jako:

$$Q = E_{kin} \left( \frac{m}{M} + 1 \right) \quad (2.9)$$

Nebo

$$E_{kin} = \frac{Q}{1 + (m/M)} \quad (2.10)$$

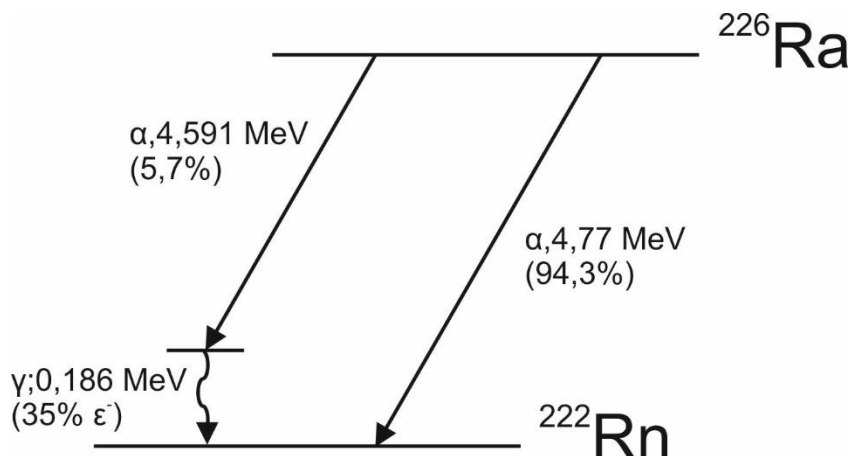
Podle rovnice (2.10) je kinetická energie alfa částice emitována rozpadem  $^{210}\text{Po}$  rovna:

$$E_{kin} = \frac{5,4 \text{ MeV}}{(1 + 4/206)} = 5,3 \text{ MeV} \quad (2.11)$$

Kinetická energie vzniklého jádra po rozpadu je potom 0,1 MeV. Částice alfa jsou v podstatě monoenergetické. Nicméně spektrogram alfa-částice ukazuje oddělené energetické skupiny s malým množstvím rozdílné energie v energeticky rozdílných skupinách. To je jádro, které emituje alfa částici s nižší energií a ponechává ji v excitovaném stavu.

Na druhou stranu jádro, které emituje částici alfa s nejvyšší energií pro konkrétní jádro je obvykle zanecháno v základním stavu. Jádro zanechané v excitovaném stavu obvykle emituje svojí energii z excitace ve formě záření gama.

Záření gama je emitováno okamžitě, dříve než  $<10^{-12}$  sekund poté, kdy došlo k emisi nabitě částice, proto se zdá, že záření gama vyšlo z radioaktivního mateřského jádra, ale ve skutečnosti bylo emitováno z jádra dceřiného. Protože se ukazuje, že záření gama vzniká spolu zároveň s nabitou částicí, dá se tedy říci, že mateřské jádro je emitorem gama záření. Většina záření alfa je emitována s maximální energií. Velice málo jader, v důsledku toho že jsou ponechány v excitovaném stavu a produkují záření gama, se velice málo podílí na vzniku částic alfa. [2]



Obr. 2-2 Transformace Radia-226 rozpadovou řadou [3]

Radium může být uvedeno, jako příklad emitorem alfa s komplexním spektrem, jako je uvedeno na Obr. 2-2. V drtivé většině se radium přemění pomocí alfa rozpadu s kinetickou energií 4,777 MeV. Zbývající částice alfa mají kinetickou energii 4,591 MeV. V tomto případě, kdy částice alfa s nižší energií je emitována a dceřiné jádro je ponecháno v excitovaném stavu se jádro zbaví své přebytečné energie pomocí vyzáření fotonu gama, jehož energie je rovna rozdílu mezi energiemi částic alfa:  $4,777 - 4,591 = 0,186 \text{ MeV}$ . Spektrum  $^{226}\text{Ra}$  patří mezi nejméně složité ze všech rozpadových řad, které produkují částice alfa. Většina zářičů alfa mají několik alfa skupin a také více gama skupin. [2]

Částice alfa jsou extrémně limitovány jejich schopností procházet hmotou. Mrtvá vnější vrstva kůže je dostatečně tlustá na to, aby absorbovala alfa radiaci z radioaktivních materiálů. Toto je důvod proč záření alfa z okolí mimo těla není nebezpečné pro samotné tělo člověka. V případě působení radionuklidů vyzařující alfa částice uvnitř těla se bohužel stínící efekt mrtvé kůže neprojeví a energie záření alfa se rozptýluje v živé tkáni. Z těchto důvodů je záření alfa velmi nebezpečné, pokud působí uvnitř těla. [1]

## 2.3 Izobarický přechod

### 2.3.1 Emise beta

Částice beta je nabitá částice, která je identická od klasického elektronu. Je vystřelena z jádra nestabilního radioaktivního atomu, jehož poměr neutronů k protonům je příliš velký.

Částice má jeden negativní elektrický náboj  $1,6 \cdot 10^{-19} C$ , a proto je také nazýván negatronem s velice malou hmotností (0,00055 amu). Teoretické úvahy vylučují nezávislou existenci vnitrojaderného elektronu.

Zdá se, jako by částice beta byla formována v okamžiku emise při transformaci neutronu na proton a elektron podle rovnice: [4]



Tato transformace při beta rozpadu dojde u těch nuklidů, které mají přebytek neutronů. Aby byla energeticky možná emise beta, musí být hmotnost mateřského jádra větší než součet hmotností dceřiných jader a částice beta. [4]

$$M_M = M_d + M_e + Q \quad (2.13)$$

Toto pravidlo je samozřejmě podobné odpovídajícímu pravidlu u emise alfa. Protože jednotkový záporný náboj je ztracen během beta rozpadu a hmotnost částice beta je  $\ll 1 amu$ , dceřiné jádro je o jedno protonové číslo vyšší, než u mateřského jádra, ale uchovává si stejnou atomovou hmotnost, jako jeho mateřské jádro. Jako příklad je uveden rozpad radioaktivního fosforu na stabilní síru: [4]



Transformační energie, v tomto případě 1,71 MeV je energie, rovnající se rozdílu hmotností jádra  ${}^{32}P$  a součtu hmotností jádra  ${}^{32}S$  a částice beta. Tato energie se projeví, jako kinetická energie beta částice. Pokud neutrální jaderné hmotnosti jsou použity k dokončení hmotnostně-energetické rovnice, pak samozřejmě hmotnost elektronu ukázané na pravé straně rovnice (2.13) není uvažována, protože je implicitně zahrnuta do extranukleární elektronické struktury prvku  ${}^{32}S$ . Rozdíl mezi hmotnostmi je: [4]

$$31,973907 = 31,972070 + Q \quad (2.15)$$

$$Q = 0,001837 amu \quad (2.16)$$

A energetický ekvivalent rozdílu hmotností je

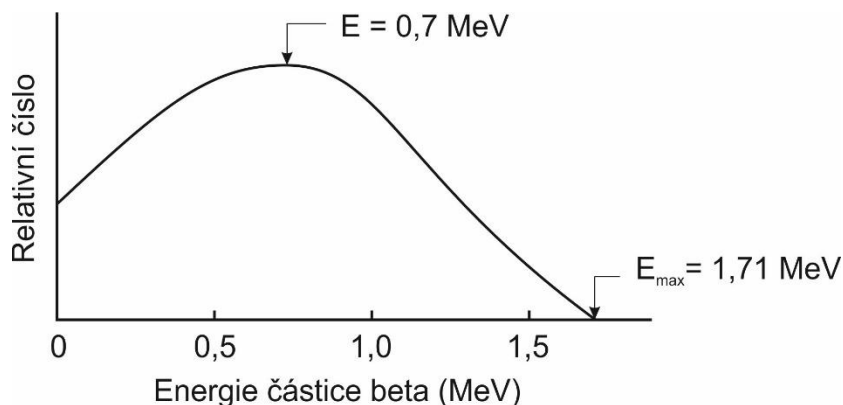
$$0,001837 \cdot 931 \frac{MeV}{amu} = 1,71 MeV \quad (2.17)$$

Po přezkoumání rovnice (2.10) se ukazuje, že v případě emise beta je extrémně malá část energie z reakce rozptýlena po odtržení jádra, protože poměr  $m/M$  (kde  $m$  je hmotnost částice beta a  $M$  je hmotnost dceřiného jádra) je velice malý. [4]

Z předchozího příkladu:

$$\frac{m}{M} = \frac{0,00055}{32} = 0,000017$$

A  $Q$  je pouze 1,000017 krát větší, než kinetická energie částice beta. Na základě předchozí analýzy by se dalo předpokládat, že částice beta bude monoenergetická, jako v případě radiace alfa. Tento předpoklad však není doložen žádným experimentem. Namísto toho jsou beta-částice pozorovány při vyzařování s nepřetržitou distribucí energie v rozsahu od nuly po teoreticky předpokládanou hodnotou zaleženou na hmotnostně-energetické úvaze pro konkrétní beta přechod. V případě  $^{32}\text{P}$  může být maximum energie až 1,71 MeV. Většina beta částic mají značně menší kinetickou energii, jako je ukázáno na Obr. 2-3. Průměrná energie  $^{32}\text{P}$  částice beta je 0,7 MeV nebo okolo 41 % maximální energie. Obecně průměrná energie radiace beta z nejméně beta-aktivních radioizotopů je 30-40 % z maximální energie. [4]



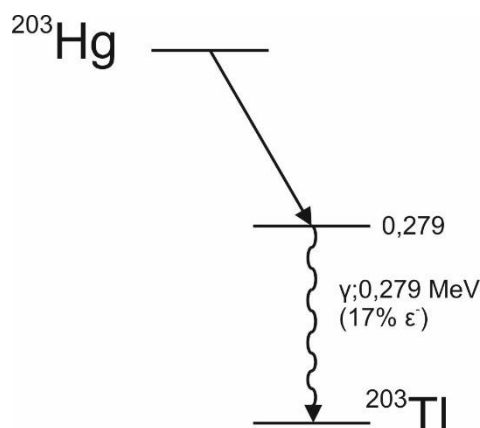
Obr. 2-3 Fosfor-32 spektrum beta [4]

Fakt, že radiace beta je emitována se spojitou distribucí energie nad definovaným maximem, zdá se porušuje zavedený zákon o zachování energie. Toto je vysvětleno díky simultánní emisí druhého druhu částice zvané neutrino, jehož energie je rovna rozdílu mezi kinetickou energií doprovázející částici beta a maximální energií spektrální distribuce. Neutrino, jak je zjištěno, nemá žádný elektrický náboj a velice malou hmotnost. Nicméně tyto dvě charakteristiky způsobují velice složitou detekci neutrin. Pomocí nových technologií se však podařilo neutrino změřit a hypotézy se tak podařilo ověřit. Rovnice (2.12) by tedy měla být upravena na: [4]



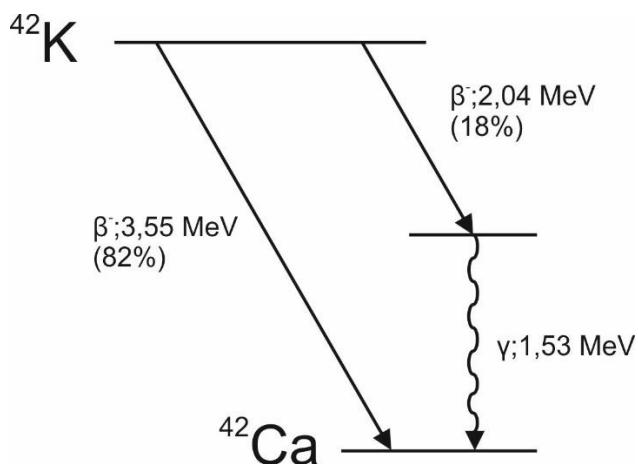
Kde:  $\nu_n$  neutrino

Jádro  $^{32}\text{P}$  jako několik ostatních beta zářičů ( $^3\text{H}$ ,  $^{14}\text{C}$ ,  $^{90}\text{Sr}$ ,  $^{90}\text{Y}$ ) nevyzařují záření gama. Tyto izotopy jsou známy jako čisté beta zářiče. Opakem jsou potom beta-gama zářiče. V tomto případě jsou částice beta doprovázeny okamžitě zářením gama. Pro ty radionuklidy, kde je záření gama zpožděno (např.  $^{99m}\text{Tc}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ) je emise záření gama nazváno *isomerní přechod*. V isomerním přechodu je protonové číslo a atomové hmotnostní číslo u radionuklidů nezměněno. Vysvětlení pro záření gama je zde stejné, jako u záření alfa. Dceřiné jádro po emisi záření beta zůstane v excitovaném stavu a zbaví se přebytečné energie z excitace díky emisí záření gama. Rtuť-203 se může použít jako příklad. Emituje 0,21 MeV beta a 0,279 MeV gama, jako je vidět na Obr. 2-4. Obě ilustrace o  $^{32}\text{P}$  a  $^{203}\text{Hg}$  jsou zářiči beta s jednoduchým spektrem, což znamená, že mají pouze jednu skupinu částic beta. Komplex zářičů beta jsou takové radionuklidy, jejichž beta spektrum obsahuje více než jednu odlišnou skupinu částic beta. [4]



Obr. 2-4 Transformační schéma rtuti  $^{203}\text{Hg}$  [4]

Draslík-42 je například v 82 % svého transformačního rozpadu na stabilní  $^{42}\text{Ca}$  díky emisi částic beta ze skupiny, jehož maximální energie je 3,55 MeV a v 18 % své transformace emituje 2,04 MeV částice beta viz Obr. 2-5. V tomto případě nicméně excitovaná  $^{42}\text{Ca}$  okamžitě emituje záření gama, jehož energie je 1,53 MeV. Běžně používaný radionuklid, který má ještě více komplexní beta-gama spektrum je  $^{131}\text{I}$ . Tento izotop se rozkládá na stabilní  $^{131}\text{Xe}$  doprovázený emisí gama. V 90,4 % transformací je však beta částice členem skupiny, jejíž maximální energie je 0,61 MeV, zatímco zbytek částic beta patří do skupin, jejichž maximální energie se pohybují od 0,81 MeV v 0,6 % transformací do 0,25 MeV v 1,6 % transformací. Ve všech příkladech každé dceřiné jádro xenonu je ponecháno v excitovaném stavu a zbaví se excitační energie pomocí vyzáření radiace gama. Jádro, které je výsledkem emise 0,61 MeV pomocí emise beta se zbaví samo sebe excitační energie díky dvěma konkurenčním přechodům gama záření. Okolo 94 % těchto jader emituje 0,364 MeV gama záření a zbylá excitovaná jádra emitují dva gama svazky v kaskádě. Jedna z 0,284 MeV a druhá z 0,080 MeV. [4]



Obr. 2-5 Transformační dekáda draslíku  $^{42}\text{K}$  [4]

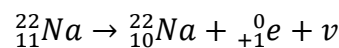
Radiace beta, díky své schopnosti pronikat tkání do různých hloubek v závislosti na energii částice beta může být zdrojem nebezpečného vnějšího záření. Přesná míra nebezpečí závisí na energii beta a musí být hodnocena v každém případě. Obecně však částice beta, jejichž energie je méně než 200 keV má velice omezenou pronikavost. Příklad zahrnuje  $^3\text{H}$ ,  $^{35}\text{S}$  a  $^{14}\text{C}$ . Žádný z těchto prvků není považován za nebezpečný vnější zdroj radiace. Beta částice mohou vyvolat vysoce pronikavé rentgenové svazky zvané *brzdné záření*, když zasáhnou pohlcující materiál s atomy s vysokým atomovým číslem.

Pokud není stínění vhodně navrženo a nejsou přijata náležitá preventivní opatření, může beta záření nepřímo vést k nebezpečí vnějšího záření vytvářením brzděného záření. Jakýkoli radionuklid emitující beta je potenciálně nebezpečný, pokud je uložen v těle v množství převyšujícím množství, které je považované za bezpečné. [4]

### 2.3.2 Emise pozitronu

V těch případech, kdy poměr neutronu k protonům je příliš malý a emise alfa není energeticky možná, jádro může za určitých podmínek dosáhnout stability díky emisi pozitronu. Pozitron je částice beta, jejíž náboj je pozitivní. Ve všech ostatních pohledech se jedná o stejnou částici jako je záporná částice beta nebo obyčejný elektron. Jeho hmotnost je 0,000548 amu a jeho náboj je  $+1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ . Kvůli faktu, že jádro ztratí kladný náboj, když je vyzařen pozitron, je dceřiné jádro o jedno protonové číslo menší, než mateřské.

Hmotnostní číslo dceřiného jádra zůstává nezměněné, jako u všech jaderných přechodů, zahrnující i elektrony. V případě  $^{22}\text{Na}$  můžeme užít. [5]



Jakmile se záporné elektrony vyskytnou volně v přírodě, pozitrony mají pouze přechodnou existenci. Vyskytují se v přírodě pouze díky výsledku interakce mezi kosmickým zářením a atmosférou a jejich živostnost je v řádu mikrosekund po vzniku. Pozitron v kombinaci s elektronem a dvěma částicemi anihilují, aby mohly vzniknout dva svazky gama, jejichž energie jsou rovny ekvivalentu hmotnosti pozitronu a elektronu. Pozitron nemůže existovat nezávisle v jádře. Více je uznáván názor, že pozitron vznikne při transformaci uvnitř jádra, kdy se proton přemění na neutron podle reakce. [5]



Pro emisi pozitronu musí platit následující rovnice

$$M_m \rightarrow M_d + M_{+e} + Q \quad (2.20)$$

Kde:

$M_m$	Hmotnost mateřského jádra	(kg)
$M_d$	Hmotnost dceřiného jádra	(kg)
$M_{+e}$	Hmotnost pozitronu	(kg)
$Q$	Ekvivalent energie reakce	(amu)

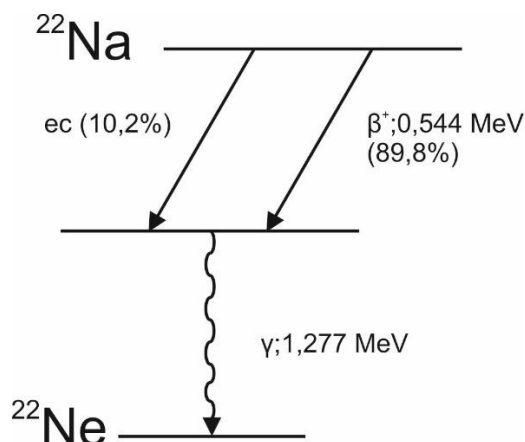
Pokud je dceřiné jádro o jedno protonové číslo menší než mateřské, musí také ztratit orbitální elektron  $M_e$  okamžitě po přechodu jádra. Podle pravidla o zachování atomových hmotností musí platit nadcházející rovnice. [5]

$$M_m \rightarrow M_d + M_{-e} + M_{+e} + Q \quad (2.21)$$

Sodík-22, který je užitečným izotopem pro zdravotní výzkum se přeměňuje na  $^{22}\text{Ne}$  díky dvěma soupeřícím mechanismům, emisí pozitronu a záchytem  $K$ , jako je uvedeno na rozpadovém schématu na Obr. 2-6. Pozitrony jsou vyzařovány v 89,9 % přechodů, zatímco v 10,2 % přejde pomocí záchyty  $K$ . Oba rozpady výsledně končí u prvku  $^{22}\text{Ne}$ , který je v excitovaném stavu.

Excitovaná energie se většinou projeví jako gama záření s energií 1,277 MeV. Přesná atomová hmotnost neonu může být spočítána z dat pro přechod pozitronu a rovnice (2.22). [5]

$$M(^{22}\text{Ne}) \rightarrow M(^{22}\text{Na}) - 2M_e + Q_m \quad (2.22)$$



Obr. 2-6 Transformační přeměna sodíku-22 [5]

Částice pozitrony jsou velice podobné elektronům a nebezpečí z nich plynoucí je velice podobné nebezpečí plynoucí z částic beta. Radiace gama, která je výsledkem z anihilace pozitronu dělá z izotopů emitující pozitrony potenciální radiační hrozbu okolí. [5]

### 2.3.3 Záchyt orbitálních elektronů

Rovnice (2.21) ukazuje, že pokud atom postrádající jeden neutron chce dosáhnout stability pomocí vyzáření pozitronu, musí přesahovat hmotnost dceřiného jádra alespoň o hmotnost dvou elektronů. Pokud tento požadavek nemůže být splněn, potom je nedostatek neutronů překonán procesem zvaným *záchyt orbitálního elektronu*, nebo *záchyt elektronu*, nebo *záchyt K*. V této radioaktivní přeměně je zachycen jeden z mimo jaderných elektronů jádrem a spojí se s vnitrojaderným protonem, aby utvořili neutron podle rovnice (2.23). [6]



Elektrony v *K* slupce jsou mnohem blíže k jádru než ty v kterékoliv jiné slupce. Pravděpodobnost, že zachycený elektron bude z *K* slupky, je proto mnohem větší, než u jiných slupek. Proto alternativní název pro tento mechanismus je *záchyt K*. V případě záchytu *K*, jako u emise pozitronu je protonové číslo dceřiného jádra o jeden méně než u mateřského jádra. Atomové hmotnostní číslo zůstane nezměněno. Požadavky pro zachování energie pro záchyt *K* jsou mnohem méně přísné, než u emise pozitronu. Je pouze požadováno, aby platila rovnice. [6]

$$M_m + M_e = M_d + \Phi + Q \quad (2.24)$$

Kde:

$M_m$	Hmotnost mateřského jádra	(kg)
$M_d$	Hmotnost dceřiného jádra	(kg)
$M_e$	Hmotnost zachyceného elektronu	(kg)
$\Phi$	Vazebná energie chyceného elektronu	(MeV)
$Q$	Ekvivalent energie reakce	(MeV)

Rovnice (2.24) může být ilustrována díky záchytu K v transformaci  $^{22}\text{Na}$ . Vazební energie  $\Phi$  sodíku elektronu K je 1,08 keV. Energie rozpadu  $Q$  může být vypočítána jako: [6]

$$Q = M(^{22}\text{Na}) + M_e + M(^{22}\text{Ne}) - \Phi$$

$$Q = 22,001404 + 0,000548 - 21,998352 - \frac{0,00108 \text{ MeV}}{931 \frac{\text{MeV}}{\text{amu}}} = 0,0036 \text{ amu}$$

Přepočet na *MeV*:

$$Q = 0,0036 \text{ amu} \cdot 931 \frac{\text{MeV}}{\text{amu}} = 3,352 \text{ MeV}$$

Pokud je vyzářeno gama záření o energii 1,277 MeV zůstaneme s přebytem  $3,352 - 1,277 = 2,075$  MeV. Energie spojená s emisí svazku gama je velice malá. Přebytečná energie proto musí být odvedena neutrinem. Ačkoli příklad uvedený výše platí pro specifickou reakci, je také typický pro všechny reakce zahrnující záchyt K. Neutrino je vždy emitováno, když je zachycen orbitální elektron. Tím pádem je vidět, že všechny typy radioaktivních rozpadů zahrnují záchyt, nebo emisi elektronu. Neutrino musí být emitováno pouze, pokud se vyžaduje zachovat energii. Neutrino při záchytu orbitálního elektronu je nutně monoenergetické. [6]

Kdykoliv je atom transformován díky záchytu orbitálního elektronu je rentgenové záření charakterizované dceřiným prvkem, emitované jako elektron z vnější orbity a padá na energetickou hladinu, která byla obsazena zachyceným elektronem. Toto charakteristické rentgenové záření z dceřiného jádra je vedeno následným faktem, že fotonové rentgenové záření je emitováno potom, co jádro zachytí orbitální elektron a tím je transformováno na dceřiné jádro. Toto nízko-energetické charakteristické rentgenové záření musí být zohledněno fyziky, pokud vypočítávají absorbovanou radiační dávku z vnitřního ozáření. [6]

## 2.4 Izomerní přechod

### 2.4.1 Svazky gama

Jedná se o vysoce energetické, elektromagnetické záření vznikající při radioaktivních dějích. Je definováno jako záření o energii fotonů nad 10 KeV, což odpovídá frekvencím nad 2,42 EHz. Do tohoto pásma zasahuje i velmi tvrdé rentgenové záření. Jelikož není stanovena hranice, kde začíná záření gama a kde rentgenové záření, posuzují se tato záření podle zdroje, protože se nijak fyzikálně neliší.

Svazky gama pronikají do materiálu lépe než záření alfa, nebo záření beta. Vznikají spolu s alfa či beta zářením při radioaktivním rozpadu jader. Když jádro vyzáří částici  $\beta$  či  $\alpha$ , nové jádro může být v excitovaném stavu. Do nižšího energetického stavu se může dostat tím, že se zbaví energie vyzářením svazku gama.

Energetické hladiny atomového jádra jsou kvantovány, takže i všechny fotony gama emitované při daném druhu deexcitace budou monoenergetické. Pokud má jádro více excitovaných hladin, bude emitováno několik skupin monoenergetických fotonů  $\gamma$ . Většina radionuklidů vyzáří smíšené ionizující záření  $\alpha + \gamma$  nebo  $\beta + \gamma$ . Čisté zářiče  $\gamma$  však v přírodě neexistují. [7]



Příkladem může být rozpad kobaltu  $^{60}\text{Co}$  na nikel  $^{60}\text{Ni}$ , při kterém se nejprve uvolní elektron (záření  $\beta$ ) a elektronové neutrino  $\bar{\nu}_e$  a přemění se na jádro niklu v excitovaném stavu.



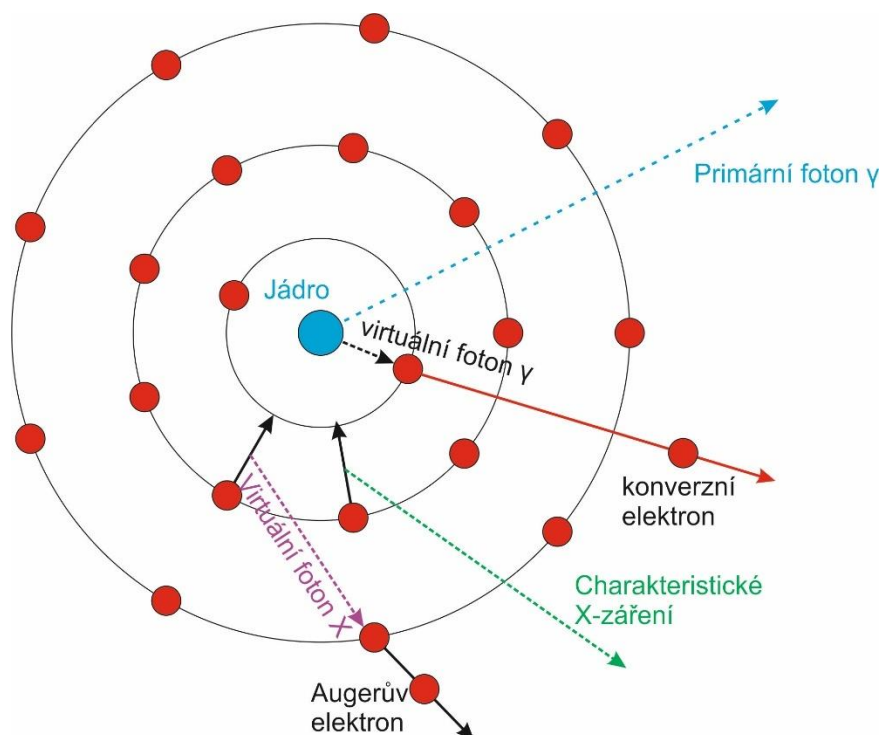
Poté se nově vzniklé excitované jádro zbaví přebytečné energie vyzářením kvanta záření gama.



Vyzářená kvanta záření gama mají v tomto případě energii buď 1,17 MeV nebo 1,33 MeV. [7]

## 2.4.2 Vnitřní konverze

Pokud je jádro součástí atomu, nemusí se všechny v jádře vzniklé fotony záření  $\gamma$  skutečně vyzářit. Může dojít k procesům zabraňujícím emisi části fotonů záření  $\gamma$  při deexcitaci vzbuzených jaderných hladin, k procesu tzv. vnitřní elektronové konverze záření gama.



Obr. 2-7 Schématické znázornění vnitřní konverze [7]

Celý proces lze popsat na Obr. 2-7, kde je modrou barvou naznačen proces deexcitace jádra atomu při vyloučení záření gama. Černou čárkovanou šipkou je naznačen virtuální foton (energie vydaná jádrem se ve skutečnosti neprojeví jako foton, nýbrž jádro přímo předá energii elektronu), který předá svoji energii elektronu. Tento elektron má dostatek energie k opuštění atomu.

Vnitřní konverze může být chápána, jako vnitřní fotoelektrický jev, což je interakce, ve které se virtuální fotony srážejí s pevně vázanými elektrony a předávají všemnu svoji energii elektronům. Energie virtuálních fotonů je rozdělena mezi práci potřebnou k překonání vazebné energie elektronů a kinetickou energii udělenou elektronům. Celé to může být znázorněno rovnicí (2.27).

$$E_\gamma = E_e + \Phi \quad (2.27)$$

Kde:

$E_\gamma$	Energie gama záření	(MeV)
$E_e$	Kinetická energie uvolněného elektronu	(MeV)
$\Phi$	Vazební energie elektronu	(MeV)

Pravděpodobnost vnitřní konverze je pro různé atomy a excitované jaderné hladiny různá a charakterizuje se koeficientem vnitřní konverze ( $\alpha_v$ ), který je definován jako poměr středního počtu konverzních elektronů vůči střednímu počtu kvant  $\gamma$  emitovaných během daného přechodu v jádře, stejně jako v rovnici (2.28) [8]

$$\alpha_v = \frac{N_e}{N_\gamma} (-) \quad (2.28)$$

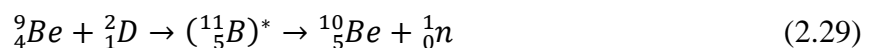
V důsledku vnitřní konverze se na vnitřní slupce (nejčastěji K) atomového obalu uvolní místo po vystřeleném elektronu a toto místo je okamžitě zaplněno elektronem z vyšší hladiny. Při tomto přechodu se uvolní kvantum charakteristického rentgenového záření.

Charakteristické X-záření může ovšem způsobit další předání své energie elektronu ve vyšší hladině a způsobit tak vystřelení dalšího elektronu. Tyto elektrony se nazývají Augerovy elektrony.

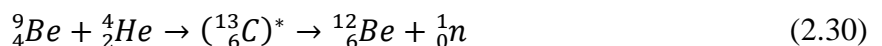
## 2.5 Neutrony

### 2.5.1 Produkce

Největší umělý zdroj neutronů je jaderný reaktor. Štěpení jader uranu či plutonia v jaderných reaktorech je doprovázeno emisí několika neutronů. Tyto štěpné neutrony mají širokou škálu energií. Kromě několika štěpných fragmentů mající velice krátký poločas rozpadu, nejsou v přírodě radionuklidy, které by se rozpadaly při emisi neutronů. Kalifornium-252, které je zářič alfa, podstoupí spontánní jaderné štěpení v průměrné hodnotě 10 štěpení pro každou 313 z alfa transformací. Poločas rozpadu  $^{252}\text{Cf}$  kvůli alfa rozpadu je 2,73 let. Jeho efektivní poločas rozpadu, obsahující také spontánní jaderné štěpení je 2,65 let. Kalifornium-252 tím pádem simuluje radionuklid emitující neutrony. Míra emisí neutronů byla určena jako  $2,31 \cdot 10^6$  neutronů za sekundu pro mikro gram  $^{252}\text{Cf}$ . Emitované neutrony mají široký rozsah energií. Nejvíce pravděpodobná energie je kolem 1 MeV, zatímco průměrná hodnota distribuce energie je kolem 2,3 MeV. Všechny ostatní zdroje neutronů závisí na jaderné reakci při emisi neutronů. Hojný zdroj neutronových svazků může být produkován v urychlovačích díky mnoha různým reakcím. Například ostřelováním beryllia vysoko energetickými deuterony v cyklotronech produkuje neutrony díky reakci (2.29). [9]



Člen v závorkách v rovnici (2.29) se nazývá složené jádro a hvězda nad ní značí, že se jedná o excitovaný stav. Složené jádro se zbaví excitační energie okamžitě ( $<10^{-8}$  s) díky pokračování na další krok v reakci. Pro malé laboratorní zdroje neutronů může být použito fotodisintegrace beryllia s částicemi alfa. Reakce v tomto případě je v rovnici (2.30). [9]



Jako zdroj částic alfa je použito radium, polonium nebo plutonium.

### Klasifikace

Neutrony jsou klasifikovány podle jejich energie, protože typ reakce, kterou neutron podstoupí, velice záleží na jeho energii. Vysokoenergetické neutrony, jejichž energie překročí 0,1 MeV, jsou nazývány rychlé neutrony. Tepelné neutrony mají na druhou stranu stejnou distribuci kinetické energie jako plynné molekuly v jejich prostředí. Z tohoto pohledu jsou tepelné neutrony nerozeznatelné od molekul plynu při stejné teplotě. Kinetická energie molekul plynu souvisí s teplotou. [9]

### Interakce

Téměř všechny neutrony jsou v čase, kdy byly vytvořeny, rychlé. Obecně ztrácejí rychlé neutrony svojí energii elastickou kolizí s atomy v jejich prostředí a poté co dojde k jejich zpomalení na tepelnou či blízko tepelné energii jsou zachyceny jádrem absorbujícího materiálu. Ačkoliv existuje několik druhů možných reakcí, hlavními zástupci pro výzkumné pracovníky je pružný rozptyl a záchyt doprovázený emisí fotonu nebo jiné částice z pohlcujícího jádra. Když jsou absorbery umístěny v kolimovaném svazku neutronů a je měřena intenzita přenášených neutronů, zjistíme, že neutrony jsou exponenciálně vyjímány ze svazku. Místo užití lineárního nebo hmotnostního absorpčního koeficientu k vysvětlení schopnosti absorpčního materiálu k odebrání neutronů ze svazku je obvyklé určit pouze mikroskopický průřez  $\sigma$  pro absorpční materiál. Součin  $\sigma \cdot N$  se nazývá makroskopický účinný průřez. Odstranění neutronu ze svazku je dáno rovnicí (2.31). [9]

$$I = I_0 \cdot e^{-\sigma N t} \quad (2.31)$$

Kde:

N	Počet atomů absorbéru na $\text{cm}^3$	$(1/\text{cm}^3)$
t	Tloušťka	(m)

Neutronový účinný průřez je silně závislý na energii. Pokud odstranění neutronu ze svazku bude ovlivněno více než jedním mechanismem, celkový účinný průřez je suma všech účinných průřezů pro možné různé reakce. [9]

## 2.6 Vybrané dozimetrické veličiny

Na kvantitativní popis ionizujícího záření a určení jeho dopadu na látkové prostředí, a tedy i na lidský organismus, slouží velké množství dozimetrických veličin. Dále v této části budou uvedeny nejznámější z nich.

Přeměna radioaktivních jader se řídí **přeměnovým zákonem** [10]

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.32)$$

Kde:

$N(t)$	Počet radioaktivních jader v daném materiálu v čase t	(-)
$N_0$	Původní počet jader v čase $t=0$ s	(-)
$e$	Eulerovo číslo	(-)
$\lambda$	Přeměnová konstanta	$(\text{s}^{-1})$

Rychlost přeměny je dána veličinou s názvem **aktivita** [10]

$$A(t) = -\frac{dN}{dt} \quad (2.33)$$

Kde:

$A(t)$	Aktivita (Bq)
$dN$	Počet samovolných radioaktivních přeměn, ke kterým dochází v daném množství látky za časový interval $dt$

Pozn. Jednotkou aktivity je becquerel (Bq), který popisuje zdroj, ve kterém dochází za 1 s k jedné přeměně spojené s jednou vyzářenou částicí.

**Poločas přeměny** je mírou přeměny radioaktivního prvku, která představuje čas, za který se přemění polovina jader. Z přeměnové konstanty  $\lambda$  její hodnotu můžeme vyjádřit následovně.

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (2.34)$$

Kde:

$T_{1/2}$	Poločas přeměny (s)
-----------	---------------------

V řadě případů je užitečnou charakteristikou zářiče i jeho aktivita vztažená na jeho celkovou hmotnost. Tato veličina se nazývá **měrná aktivita** a je definovaná vztahem.

$$a = \frac{A}{m} \quad (2.35)$$

Kde:

$a$	Měrná aktivita	(Bq.kg <sup>-1</sup> )
$A$	Aktivita	(Bq)
$m$	Hmotnost daného množství radioaktivní látky	(kg)

Jednou z veličin charakterizující pole ionizujícího záření je **fluence částic** definovaná vztahem (2.36) [11]

$$\Phi = \frac{dN}{da} \quad (2.36)$$

Kde:

$\Phi$	Fluence částic (m <sup>-2</sup> )
$dN$	Počet částic, které vstupují do koule s elementárním plošným obsahem $da$ (-)

Mezi veličiny charakterizující působení ionizujícího záření na dálku patří **dávka**, která je definována jako poměr střední energie předané ionizujícím záření látce v objemovém elementu, kterého hmotnost je  $dm$ , k tomuto hmotnostnímu elementu. [11]

$$D = \frac{d\bar{e}}{dm} \quad (2.37)$$

Kde:

$D$	Dávka	(Gy)
$\bar{e}$	Střední energie	(J)
$dm$	Hmotnost	(kg)

Jednotka dávky je grey (Gy), přičemž platí, že  $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1}$

Další používanou veličinou je **kerma** (z angl. *Kinetic energy released in material*), která charakterizuje působení nepřímo ionizujícího záření z hlediska ztrát kinetické energie primárních částic v daném prostředí. [11]

$$K = \frac{dE_k}{dm} \quad (2.38)$$

Kde:

$K$	Kerma	( $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$ )
$E_k$	Kinetická energie	(J)

Veličinou používanou v oblasti radiační ochrany je **ekvivalentní dávka**. Je definována ve vyhlášce SÚJB c.307/2002 Sb. o radiační ochraně. Ekvivalentní dávka uvažuje střední hodnoty absorbované dávky a lze ji popsat rovnicí (2.39).

$$H_T = \sum_R w_R \cdot D_{T,R} \quad (2.39)$$

Kde:

$H_T$	Ekvivalentní dávka	(Sv)
$w_R$	Radiační váhový faktor	(-)
$D_{T,R}$	Střední absorbovaná dávka	(Gy)

Pozn.  $R$  značí typ ionizujícího záření a  $T$  značí druh tkáně

Aby se lépe vyhodnotili různý účinek na lidské tělo při jeho nerovnoměrném ozáření, používá se tzv. **efektivní dávka**, která je dána rovnicí: [12]

$$E = \sum_T w_T \cdot H_T \quad (2.40)$$

Kde:

$E$	Efektivní dávka	(Sv)
$w_T$	Tkáňový váhový faktor	(-)

Tab. 2.1 Přehled radiačních váhových faktorů  $w_R$  pro různé druhy ionizujícího záření [12]

Typ záření	Energie E	Radiační váhový faktor $w_R$
$\beta$ , $\gamma$ , mióny, rentgenové záření	-	1
Neutrony	< 10 keV	5
	10 keV až 100 keV	10
	100 keV až 2 MeV	20
	2 MeV až 20 MeV	10
	> 20 MeV	5
Protony	> 2 MeV	5
$\alpha$ , štěpné produkty	-	20

$H_T$  je hodnota ekvivalentní dávky pro každou tkáň a tkáňový váhový faktor  $w_T$  nabývá hodnoty v závislosti na různých druzích tkání podle Tab. 2.2.. Součet hodnot tkáňových váhových faktorů pro všechny tkáně je 1. [12]

Tab. 2.2 Přehled tkáňových váhových faktorů  $w_T$  zohledňující zasáhnutou tkáň [12]

Orgán	Tkáňový váhový faktor $w_T$
Gonády	0,20
Červená kostní dřeň	0,12
Tlusté střevo	0,12
Plíce	0,12
Žaludek	0,12
Močový měchýř	0,05
Mléčná žláza	0,05
Játra	0,05
Jícen	0,05
Štítná žláza	0,05
Kůže	0,01
Povrch kostí	0,01
Zbytek těla	0,05
<b>součet</b>	<b>1</b>

### 3 VNĚJŠÍ PRINCIPY OCHRANY

Strategie tří kroků k ochraně pracovníků proti vystavení vnějším zdrojům radiace jsou:

- Čas
- Vzdálenost
- Stínění

#### Čas

Toto je velice zjevný a jednoduše aplikovatelný princip. Kumulativní expozice je dána časovým integrálem míry expozice. Pokud je tato míra konstantní, kumulativní expozice je jednoduše míra expozice vynásobená časem, při kterém expozice probíhala. Pokud se míra mění, je integrál složitější, ale obvykle je vypočítán jako jednoduchá suma dávek akumulovaných skrze pevné intervaly. Je zřejmé, že jednoduché zkrácení času stráveného poblíž zdroje radiace obecně způsobí lineární snížení dávky.

Tím pádem koncept „čas v blízkosti zdroje radiace“ pro pracovní oblasti s vysoko dávkovými hodnotami je implementován přes výpočty požadované dávky a znalostí očekávané hodnoty dávky. Pracovníci by měli v takových podmínkách pracovat rychle a efektivně, ale samozřejmě neuspěchat jejich práci vůči kvalitě vykonané práce. [13]

### Vzdálenost

Pro bodový zdroj platí, že dávka klesá s čtvercem vzdálenosti od zdroje. Tím pádem zvětšíme-li vzdálenost dvakrát od bodového zdroje, zredukuje tím přijatou dávku čtyřikrát. Pro rozšířené zdroje platí, že úbytek je více lineární s přibývajícím vzdáleností. Udržování si vzdálenost od vysoko - intenzivních zdrojů a limitováním doby strávenou u zdroje záření jsou dva faktory, které bude pracovník přirozeně aplikovat. [13]

## 3.1 Stínění zdroje fotonů

Za podmínky „dobré geometrie“ fotonů lze intenzitu svazku fotonové radiace procházející tlumičem o tloušťce  $t$  popsat rovnicí:

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu t} \quad (3.1)$$

Kde:

$I$	Intenzita svazku ( $\text{m}^{-2}$ )
$I_0$	Původní intenzita svazku ( $\text{m}^{-2}$ )
$\mu$	Lineární součinitel zeslabení pro fotony s určitou energií v tlumícím materiálu. ( $1/\text{m}$ )

„Dobrá geometrie“ je málokdy dosažitelná. Podmínky pro dosažení „dobré geometrie“ jsou, že máme dobře kolimovaný svazek fotonů procházející tlumícím materiálem a prošlé fotony jsou opět kolimovány, aby detektor zaznamenal pouze fotony neinteragující s hmotou. Tím pádem není zachyceno žádné významné rozptýlené záření a projeví se tedy pouze efekt zeslabení intenzity svazku vlivem tlumícího materiálu. Ve většině případů není v reálném životě možné, aby zdroj či detektor byly naplněny kolimovány. Tento stav je nazvaný „špatná geometrie“ nebo „široký svazek“. Obr. 3-1 ukazuje schematicky počet interakcí fotonů, ve kterých byly fotony rozptýleny stíněním či jiným materiálem v systému, nicméně některé dosáhly detektoru a tvořily zachycený signál. [14]

Při stavu „špatné geometrie“ se rovnice vyjadřující redukci intenzity pro dané množství stínícího materiálu mění na rov. (3.2).

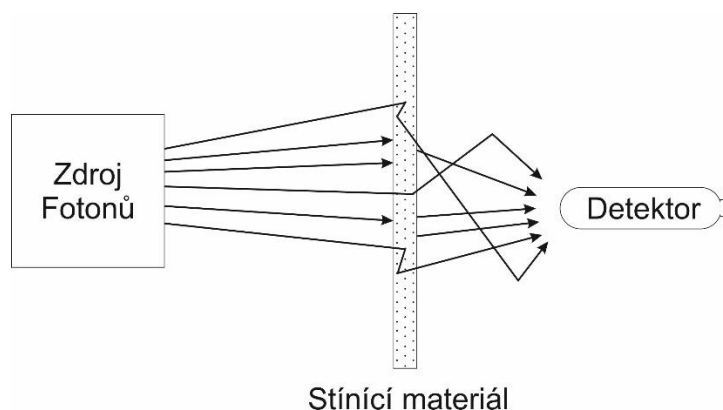
$$I = B \cdot I_0 e^{-\mu t} \quad (3.2)$$

Kde:

$B$	Vzrůstový faktor	(-)
-----	------------------	-----

- který je definován, jako poměr intenzity radiace zahrnující primární i rozptýlenou radiaci k radiaci zahrnující pouze primární radiaci v daném bodě prostoru. Vzrůstový faktor je vždy větší, než 1. hodnoty tohoto faktoru jsou získané empiricky buďto měřením, nebo simulací radiačního transportu. Tyto metody jsou závislé na: [14]

- Energii primárního fotonu
- Typu stínícího materiálu
- Tloušťce stínícího materiálu



Obr. 3-1 Stíněné fotonového zdroje ve stavu „špatné geometrie“

Vzrůstový faktor  $B$  bude závislý na energii fotonů a typu materiálu. Čím více je přidáno zasahujícího materiálu, tím více stoupne množství rozptýlené radiace, takže  $B$  stoupne také. Dalo by se tedy předpokládat, že toto způsobí obtíže při výpočtu tloušťky stínícího materiálu potřebného pro daný problém. V situaci „dobré geometrie“ jakmile víme potřebnou redukci intenzity a odpovídající koeficient utlumení  $\mu$ , výpočet tloušťky je přímočarý. Nyní pokud  $B$  je funkcí tloušťky  $t$ , nemůžeme přímo vypočítat tloušťku a musí být využit iterativní přístup. Vzrůstový faktor, který byl odvozen, je obecně dán do tabulek rozdělené podle určitých energií fotonu a podle tloušťky různých standardních materiálů běžně používané pro stínění fotonových zdrojů. Vzrůstové faktory mohou být vypočítány pomocí následující rovnice. [14]

$$B = \left[ \left( 1 + \frac{\beta}{\alpha} \right) e^{\alpha \gamma x} - \frac{\beta}{\alpha} \right]^{\frac{1}{\gamma}} \quad (3.3)$$

Tab. 3.1 Vybrané stínící materiály a jejich koeficienty pro výpočet vzrůstového faktoru [14]

Stínící materiál	$\alpha$ (cm <sup>-1</sup> )	$\beta$ (cm <sup>-1</sup> )	$\gamma$
Olovo	1,7772	-0,5228	0,5457
beton	0,1539	-0,1161	2,0752
Železo	0,5404	-0,3063	0,6326

Vzrůstové faktory jsou typicky dány funkcí tloušťky stínícího materiálu a nejsou zadávány v absolutních jednotkách šířky, ale z hlediska:

- Počtu průměrných volných drah fotonu s určitou energií v tomto médiu.
- Počtu relaxačních délek fotonu s určitou energií v tomto médiu.

Průměrná volná dráha fotonu v médiu je průměrná vzdálenost uražená fotonem před interakcí a je dána jako  $1/\mu$ , kde  $\mu$  je střední lineární tlumící koeficient pro danou energii fotonu. Počet relaxačních délek je definovaný jako  $\mu \cdot x$ , kde  $x$  je tloušťka materiálu. Relaxační délka je také tloušťka krytu, který utlumí úzký svazek radiace  $1/e$  krát svojí předešlé intenzity. Tab. 3.2 ukazuje některé typické hodnoty vzrůstového faktoru pro bodové izotropní zdroje v olovu. [14]



Tab. 3.2 Hodnoty vzrůstového faktoru v závislosti na energii částic a relaxační délce

Mev	$\mu \cdot x$						
	1	2	4	7	10	15	20
0,5	1,24	1,42	1,69	2,00	2,27	2,65	2,73
1	1,37	1,69	2,26	3,02	3,74	4,81	5,86
2	1,39	1,76	2,51	3,66	4,84	6,87	9,00
3	1,34	1,68	2,43	2,75	5,30	8,44	12,30

Použití tabulek vzrůstového faktoru obvykle vyžaduje interpolaci za účelem získání hodnot pro specifický problém. Existují počítačové programy, které mohou usnadnit výpočty.

### 3.2 Odstupňované nebo laminované stínění

V některých případech je užitečné použít několik vrstev stínění proti zdrojům emitující fotony. Následují dva příklady. Odstupňované-Z stínění staví materiály s klesajícím atomovým číslem proti detektoru za účelem absorpce rentgenových svazků vytvořených v primárním olověném stínění umístěném kolem nízko-úrovňových detektorů radiace. Olovo má „K“ rentgenové svazku s energií 80 keV. Kadmium má HVL (je anglická zkratka „half-value layer“ označující tloušťku materiálu, při které je intenzita záření vstupujícího do něj snížena o jednu polovinu) pro 80 keV rentgenových svazků o tloušťce 3 mm. Kadmium emituje rentgenové záření při energii 22 keV. Měď má HVL při 0,3 mm pro fotony s energií 20 keV a 1 mm pro fotony 80 keV. Proto také umístování tenkých vrstev kadmia a poté například mědi na povrch válcovitého olověného stínění kolem fotonových detektorů zredukuje značně úroveň rentgenového záření o energii 80 keV. Ostatní materiály, jako třeba hliník nebo Lucite (Polymethylmethakrylát – syntetický resin) může být vhodný pro odstupňované Z-stínění při výzkumu fotonů o nízké energii. [15]

Tab. 3.3 Vzrůstový faktor pro vodu a olovo [15]

Materiál	E (MeV)	$\mu \cdot x$					
		1	2	4	7	10	15
Voda	0,5	2,63	4,29	9,05	20,00	35,90	74,90
	1,0	2,26	3,39	6,27	11,50	18,00	30,80
	2,0	1,84	2,63	4,28	6,96	9,87	14,40
	3,0	1,69	2,31	3,57	5,51	7,48	10,80
	4,0	1,58	2,10	3,12	4,63	6,19	8,54
Olovo	0,5	1,24	1,39	1,63	1,87	2,08	
	1,0	1,38	1,68	2,18	2,80	3,40	4,20
	2,0	1,40	1,76	2,41	3,36	4,35	5,94
	3,0	1,36	1,71	2,42	3,55	4,82	7,18
	4,0	1,28	1,56	2,18	3,29	4,69	7,70

Fotony rozptýlené mnohonásobnými Comptonovými interakcemi na nižší energie budou efektivně odstraněny díky materiálům s vysokým protonovým číslem jako je olovo. Pokud materiál s vysokým protonovým číslem je uložen blízko zdroje radiace střední až vysoké energie, spektrum fotonů vystupující z druhé strany stínícího materiálu s vysokým protonovým číslem bude „tvrdší“ nebo složené z vyššího podílu fotonů s vyšší energií než spektrum reagující na povrchu stínění. Na druhé straně, pokud materiál s nízkým protonovým číslem je umístěn blízko zdroje, vzniká zde více tendencí k rozptýlu fotonů na nižší energetickou hladinu, které jsou poté efektivně odstraněny díky druhé vrstvě z materiálu s vysokým protonovým číslem. Tab. 3.3 ukazuje vyšší vzrůstový faktor pro vodu než u olova při stejném čísle relaxačních délek. To naznačuje vyšší počet fotonů, které jsou rozptýleny na rozdíl od toho, aby byly pohlceny. Proto také při navrhování odstupňovaného stínění by se materiál s nízkým protonovým číslem měl umísťovat blíže ke zdroji. Déle na ně by měl být umístěn materiál s vysokým protonovým číslem, aby se vytvořilo stínění, které je nejvíce efektivní. Celkový vzrůstový faktor pro odstupňované stínění se bude rovnat faktorům hromadění v každém segmentu. [15]

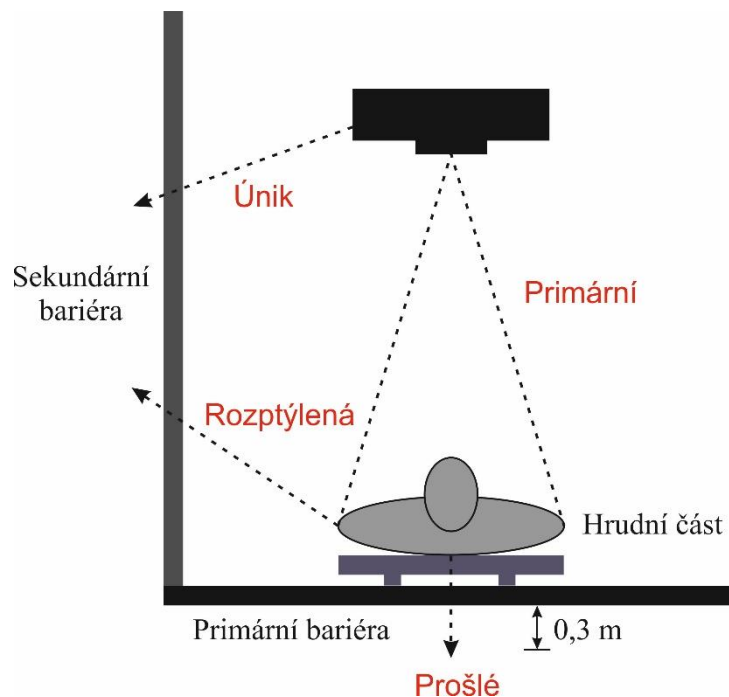
### 3.3 Stínění rentgenových svazků

Rentgenové svazky jsou samozřejmě identické k fotonům, takže všechny principy, které platí pro fotonové zdroje, budou použity pro stínění rentgenového záření. Rentgenové záření je obvykle nižší energie, takže bude potřeba méně stínění než u gama záření střední, nebo vysoké energie. Techniky pro stínění rentgenového záření byly rozvinuty díky rozdílným přístupům, než u zdrojů emitující gama záření. [16]

Dvě kategorie oblastí, kde se uplatňuje stínění rentgenových svazků:

- Kontrolované pásmo (pouze radiační technici mají přístup)
- Nekontrolované pásmo (může být přítomna široká veřejnost)

Na Obr. 3-2 jsou ukázány tři typy radiace z diagnostických či terapeutických zařízení, produkující rentgenové svazky.



Obr. 3-2 Zdroje radiace od zdroje rentgenového záření [16]

- Primární radiace (navržený výstup z přístroje)
- Rozptýlená radiace (radiace rozptýlená od objektů v místnosti, obsahující i osobu)
- Únik radiace (výstup z přístroje, který není součástí užitečného svazku)

Šest „faktorů obsazenosti“ ( $T$ ) je myšleno pro různá místa uvnitř místností a zohledňuje zlomek času, po který je předpokládán pobyt osob. Například pro laboratoře, administrativní kanceláře je  $T=1$  a pro chodby je  $T=0,5$ .

Výstup rentgenových svazků z přístroje je dán jednotkou „workload“ neboli pracovní zátěž  $W$ , což je kumulativní celek s odvozenou jednotkou miliampér-minuta za týden. Energie rentgenových svazků pro jakýkoliv proces je dán v jednotkách kilovoltů potenciální ( $kVp$ ), což je množství radiace v energii, které je vysíláno pryč a závisí na proudu na trubce (mA) vynásobené časem po které je trubice nabitá na maximální hodnotu pro vytvoření svazku ( $s$ ). Celá jednotka má tedy tvar miliampér-sekunda ( $mA\cdot s$ ). Radiace vycházející z přístroje má spektrum energie až do maxima používané k vytvoření svazku. Také intenzita nižší energie je často redukována z důvodu použití paprskových filtrů různých materiálů (Al, Cu, Mo, Rh, nebo plastu). [16]

### 3.4 Stínění disktrétních elektronových zdrojů

Stínění elektronových zdrojů (obsahující beta a pozitronové zdroje) je v podstatě více přímočaré, než stínění fotonových zdrojů. Elektronové zdroje mohou být kompletně odstíněny tloušťkou materiálu, který odpovídá dosahu elektronu. Komplikace nastává v souvislosti s tvorbou brzdného záření. Víme, že musíme použít materiály s nízkým protonovým číslem, abychom odstínili radiace beta a zároveň zamezili tvorbu brzdného záření. Z toho důvodu je nejlepší zvolit materiál s nízkým protonovým číslem, jako třeba akryl či polyetylen. Výpočet dosahu elektronu v těchto materiálech není složitý, pokud máme k dispozici hustotu materiálu. Zmíněný dosah lze vypočítat z rov. (3.4). [17]

$$R = 412 \cdot E^{1,265 - 0,0954 \ln E} \quad (3.4)$$

Kde:

$R$	Dosah elektronu	( $\text{mg}/\text{cm}^2$ )
$E$	Energie elektronu	$0,01 < E < 2,5$ (MeV)

Takže množství materiálu, které potřebujeme k zastavení všech elektronů o energii  $E$ , může být přímo vypočítáno z rov. (3.4), stejně tak pro stínění samotného zdroje elektronů při uskladnění. Nyní potřebujeme vědět průměrné protonové číslo tohoto absorbéru a poté můžeme vypočítat zlomek celkové energie beta částic, který se přemění na brzdné záření.

$$f = \frac{6 \cdot 10^{-4} \cdot Z \cdot E}{1 + 6 \cdot 10^{-4} \cdot Z \cdot E} \quad (3.5)$$

Kde:

$f$	Zlomek energie beta částic, která se přemění na brem. radiace (MeV)
$Z$	Protonové číslo (-)

Brzdné záření je emitováno s energetickým spektrem od nízké až po energii elektronu, nebo maximální energie beta v beta spektru. Takže je těžké charakterizovat a stínit podle konvenčních metod. Jsou možné dva přístupy ke stínění elektronů. Jeden je založen na maximální energii fotonu viditelné ve spektru a druhý zanedbává využití faktoru hromadění, protože poté by bylo stínění předimenzováno z toho důvodu, že většina fotonů bude mít nižší energii než energii maximální. [17]

### 3.5 Stínění neutronových zdrojů

Stínění neutronových zdrojů se drží logických tří kroků

- Jakmile se vytvoří volný neutron, je nazvaný rychlý neutron. Tyto neutrony nelze snadno zachytit, pouze v případě, kdy se neutron nachází v určitých „rezonančních“ energiích. Jejich absorpční průřez je mimo tyto zvláštní stavy malý, ale mají vysoký rozptyl průřezu v mnoha materiálech. V materiálech s malým protonovým číslem může být ztracena velká část energie neutronu. Nejběžnější příklad takového materiálu je voda. Takže prvním krokem je umístit vodíkový, nebo jiný materiál s nízkým protonovým číslem blízko ke zdroji, aby se vyvolala rozptylová reakce, která zpomalí nebo zmoderuje neutrony na tepelnou energii.
- Tepelné neutrony mají mnohem vyšší absorpční průřez, zejména v několika materiálech, jako bór nebo kadmium. Takže po zpomalení neutronů vložíme do jejich cesty materiál s vysokým absorpčním průřezem pro jejich absorpci.
- Po jejich záchytu se většinou emitují gama svazky. Proto je vhodné vložit jisté množství materiálu, které je dobré pro stínění fotonů. [18]

#### 3.5.1 Moderace rychlých neutronů

Velice vhodné jsou vodíkové materiály, jak bylo zmíněno výše. Materiály jako voda, parafíny (obecný vzorec  $C_nH_{2n+2}$ ), polyetylény nebo různé druhy betonů. Pro malé diskrétní zdroje je vhodné použít polyetylén nebo parafin. Pro velké zdroje je vhodnější beton, protože parafin je hořlavý a užití u větších zdrojů není praktické. Stínění vodou je dobré, ale zde vzniká jeden evidentní problém, a to je možnost úniku a výparu. Pro monoenergetické zdroje je útlum neutronů matematicky charakterizován ve stejném smyslu, jako u fotonů, kromě toho, že místo lineárního koeficientu útlumu je pravděpodobnost neutronové interakce dán podle mikroskopického účinného průřezu, který má jednotky ( $\text{cm}^2/\text{atom}$ ). Když toto vynásobíme počtem atomů/g a hustotou ( $\text{g}/\text{cm}^3$ ), dostaneme exponenciální závislost, která má jednotku ( $\text{cm}^{-1}$ ) stejně, jako koeficient útlumu fotonů. Proto můžeme požit stejnou rov. (3.7), ve které vypočítáme tloušťku stínícího materiálu. [19]

$$I = I_0 e^{-(\sigma N \rho) t} \quad (3.6)$$

$$t_s = \frac{-\ln\left(\frac{I}{I_0}\right)}{\sigma N_A \rho} \quad (3.7)$$

Kde:

$\sigma$	mikroskopický účinný průřez	( $\text{cm}^2/\text{atom}$ )
$N_A$	Hustota atomů v materiálu	(atomy/g)
$\rho$	Hustota materiálu	( $\text{g}/\text{cm}^3$ )
$t_s$	tloušťka stínícího materiálu	(cm)

Množství  $\sigma$  odkazuje na mikroskopický neutronový průřez pro materiál. Často lze vidět množství ( $\sigma N \rho$ ) označované jako makroskopický účinný průřez se symbolem  $\Sigma$  opět s jednotkou ( $\text{cm}^{-1}$ ). Stejně, jako pro fotony můžeme použít makroskopický účinný průřez k definici poloviční vrstvy materiálu, což je tloušťka materiálu potřebná k odstranění poloviny neutronů z původního svazku. Dále definujeme délku útlumu, což je protějšek k relaxační délce pro fotony, což je  $1/\Sigma$ , a je tloušťka materiálu potřebného k redukci intenzity dopadajícího svazku faktorem  $e$ . Rov. (3.7) je aplikovatelná pouze u čisté substance, s čímž se nelze často setkat. Pro směs, dokonce pouze jednoduchou směs, jako  $\text{H}_2\text{O}$ , účinný průřez bude dán rov. (3.8) [19]

$$\sum_s^{H_2O} = \sum_s^H + \sum_s^O = N_H \sigma_s^H + N_O \sigma_s^O \quad (3.8)$$

Navíc účinný průřez se obvykle mění s energií, proto musí být výsledek integrován přes celé neutronové spektrum.

$$\bar{\sigma} = \frac{\int_{E_1}^{E_2} \sigma(E) \cdot \Phi(E) dE}{\int_{E_1}^{E_2} \Phi(E) dE} \quad (3.9)$$

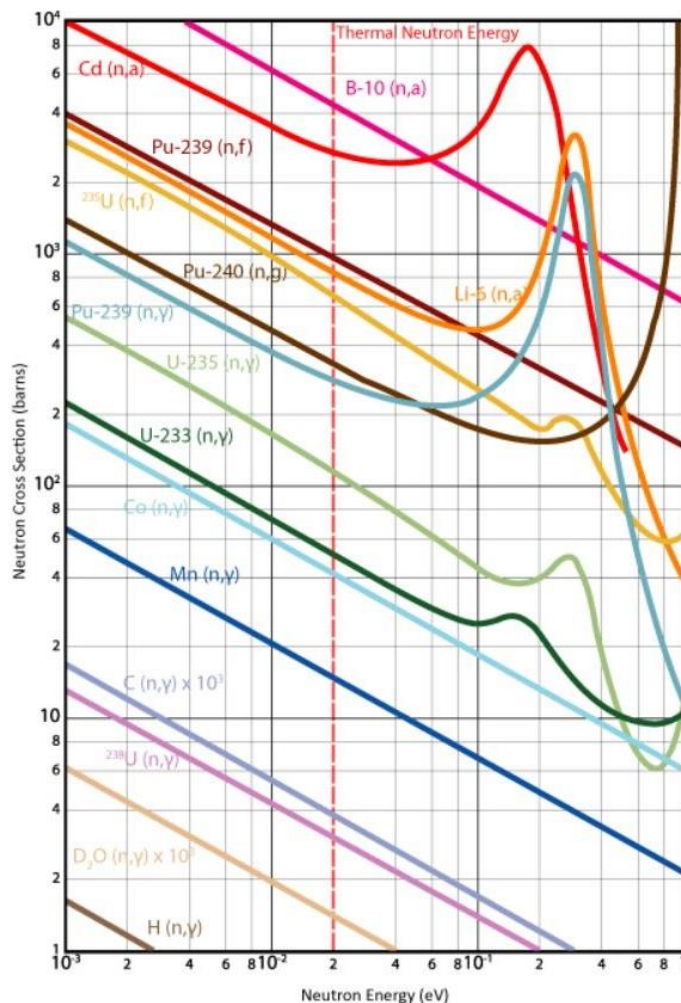
Kde

$\sigma(E)$	Mikroskopický účinný průřez v závislosti na E	( $\text{m}^2$ )
$\Phi(E)$	Neutronový tok v závislosti na E	( $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$ )

### 3.5.2 Záchyt tepelných neutronů

Tepelné neutrony s obvyklou energií 0,025 eV jsou snadno zachytitelné mnoha materiály. Vodík absorbuje tepelné neutrony a emituje fotony o energii 2,22 MeV v reakci  ${}^1\text{H}(n, \gamma) {}^2\text{H}$ . Lze si povšimnout, že v grafu na Obr. 3-3 v závislosti účinného průřezu neutronu na jeho energii je nejvýše kadmium a bór. [19]

Toto jsou velice důležité materiály pro stínění tepelných neutronů, stejně jako pro kontrolu štěpení v reaktorech, což závisí na difúzi a záchytu termálních neutronů izotopem  ${}^{235}\text{U}$ . V podstatě chceme, aby  ${}^{235}\text{U}$ , aby zachytil neutrony, proběhlo štěpení a bylo vypuštěno více neutronů, které vzápětí vyvolají více štěpení  ${}^{235}\text{U}$ . Pokud tento děj proběhne v rychlém tempu, může se řetězová reakce vymknout kontrole. Proto použijeme tyto materiály pro záchyt neutronů, abychom byli schopni reaktor řídit. Kadmium má účinný průřez tepelných neutronů 2450 b (1 barn =  $10^{-28} \text{ m}^2$ ). Když absorbuje neutron, vydává také svazky gama o energii 9,05 MeV, které je těžké stínit. Bór má účinný průřez pro záchyt neutronů 755 b a vydává foton o energii 0,48 MeV v reakci  ${}^{10}\text{B}(n, \alpha) {}^7\text{Li}$ . Oblíbený neutronový absorbér je ( $\text{H}_3\text{BO}_4$ ) [19]



Obr. 3-3 Účinné průřezy pro několik vybraných materiálů pro záchyt neutronu. [20]

## 4 NOVÉ TRENDY VE STÍNĚNÍ ZÁŘENÍ GAMA

Byly vyprodukovány rozdílné stínící materiály za účelem ochrany člověka a jeho okolí před ničivým vlivem radiace. Hmotnost, velikost a cena těchto materiálů jsou důležité atributy, které ovlivňují cestu, jakou se ubírá jejich vývoj. Materiály použité proti záření gama by měly mít vysokou hustotu stejně jako beton či olovo. Také materiály s nízkou hustotou a velkou tloušťkou mohou snížit intenzitu radiace. Materiály s vysokou hustotou jsou však efektivnější. Dobré chápání interakce záření gama s hmotou je klíčové k nalezení stínícího materiálu s požadovanými fyzikálními vlastnostmi. Materiály s vysokým protonovým číslem a vysokou hustotou naznačují vysokou pravděpodobnost interakce se zářením gama a tím i úbytek její energie. Po mnoho let bylo primárním prvkem k radiační ochraně olovo. Jeho fyzikální a mechanické vlastnosti jej činí výborným stínícím materiálem. Postupem času se však došlo k názoru, že olovo může způsobit zdravotní problémy. Olovo představuje zákeřné nebezpečí pro pracovníky a pacienty, protože ovlivňuje jejich biochemický systém těla. V této době se vývoj těchto materiálů zaměřuje na nalezení netoxických, lehkých, flexibilních a levných stínících materiálů. Materiály na bázi skla jsou vhodnou alternativou k olovu a betonu z důvodu jejich fyzikálních a optických vlastností, které mohou být snadno modifikovány složením a technikou přípravy.

V dnešní době jsou skla a sklo-keramické materiály plně využívány v aplikacích při ochraně stínění. Skla mají schopnost být dopovány značným množstvím těžkých kovů jako:  $\text{Bi}_2\text{O}_3$ ,  $\text{PbO}$ ,  $\text{WO}_3$  a  $\text{MoO}_3$  aby se z nich staly efektivní bezolovnaté stínící materiály. Nedávno bylo publikováno několik studií o systému skel, které mají možné využití, jako stínící materiály pro gama záření. Například bismut-bórových skel, olovo-bórových skel, olovo-bórové-bismutové sklo, baryové-bórové-popílkové sklo, fosfátové sklo obsahující  $\text{Bi}_2\text{O}_3$ ,  $\text{PbO}$  a  $\text{BaO}$ , olovo-stronciové-bórové sklo, olovo-sodíkovo-bórové sklo, silikátové sklo obsahující  $\text{Bi}_2\text{O}_3$ ,  $\text{PbO}$  a  $\text{BaO}$ , Baryovo-bismutové-borosilikátové sklo.

#### 4.1.1 Olovo jakožto materiál pro stínění

Olovo je běžně používaný stínící materiál. Aplikace olova zahrnuje použití uvnitř sádkartonového opláštění a překližkového opláštění. Tyto materiály lze aplikovat na konstrukci zdí, podlah a stropů laboratoří a zkušebních místností. Olovnaté sklo poskytuje viditelnost a efektivní gama a rentgenové stínění. Dále jsou často používány olovnaté cihly ke stínění proti primární radiaci gama během přípravy izotopů. Olovnaté cihly jsou také použity v radiofarmacii jednotce ke stínění proti vyšším stupňům radiace.

Dvě nejvíce zdokumentované cesty ke vstupu toxinů oddělené od olovnatých cihel je vdechnutí a požití. Při práci s oloveným stíněním je nejběžnější cestou vdechnutí olovených částic poletujících ve vzduchu. Při přemísťování olovnatých cihel se uvolňuje olovnatý prach a ten může být vdechnut do plic a horních cest dýchacích. Olovo není biologicky rozložitelné, navíc tělo není schopné jej rychle a účinně vyloučit z těla, proto má dlouhotrvající efekt na tělo a snadno se kumuluje. Lidské vystavení olovu může vyvolat toxické účinky hematologické, kardiovaskulární, nervové a reprodukční systémy.

## 4.2 Aktuální vývoj ve stínění ionizujícího záření

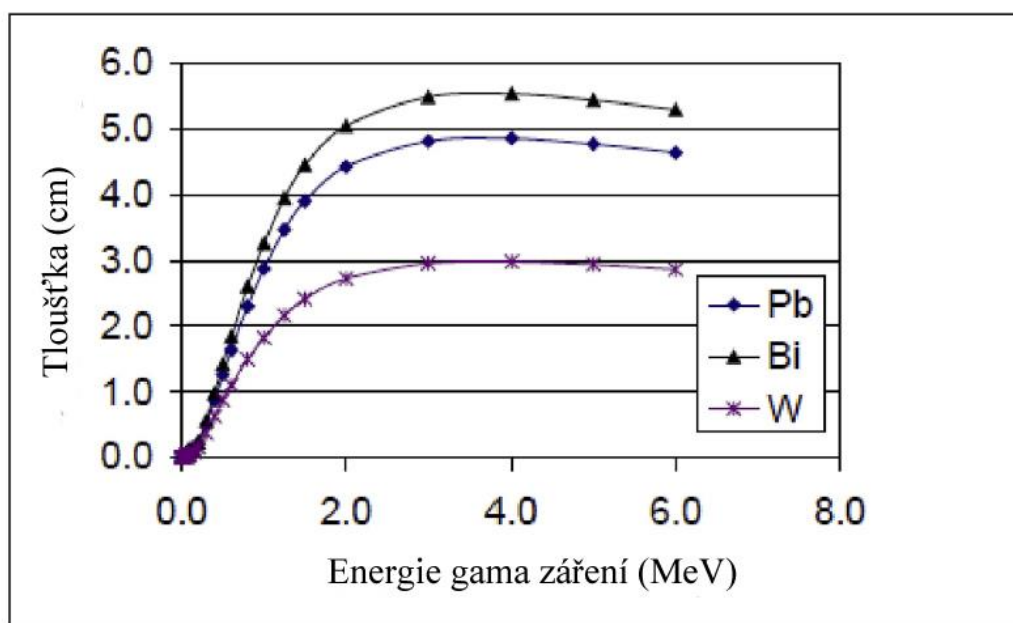
### 4.2.1 Eliminace a nahrazení olova

Olovo je nebezpečná substance, která představuje likvidační a průmyslově hygienický problém. Po mnoho let bylo olovo využito k ochraně osob před radioaktivními zdroji. Nedávno začalo vzrůstat znepokojení, že užití olova představuje bezpečnostní a dlouhotrvající zdravotní riziko pracujícím personálu. Předchozí výzkum zhotovený v Los Alamos National Laboratory odhalil cenu a benefity nahrazení olova bismutem při běžném stínění před radioaktivním zářením. Kompletní eliminace olova v pracovním prostoru jaderných zařízení je žádoucí. Pro stínění radiace o nízké energii, které doprovází fotoelektrický jev nebo vysokoenergetické rentgenové záření a gama záření, které interagují primárně prostřednictvím párové produkce. Bismut poskytuje dostatečnou ochranu bez rizika, aniž by narušoval produktivitu pracovníka. [21]

Tab. 4.1 porovnání některých prvků z pohledu ceny, hustoty a protonového čísla [21]

materiál	hustota	Z -prot. číslo	cena
-	( $\text{g}/\text{cm}^3$ )	-	(\$/kg)
olovo	11,30	82	11,15
wolfram	19,11	74	202,64
bismut	9,80	83	182,38
měď	8,92	29	42,05
železo	7,86	26	9,63

Pro středně energetickou radiaci, kterou doprovází Comptonův rozptyl je pro stínění vhodný wolfram, který s jeho hustotou téměř dvakrát větší, než u olova je bezpečný materiál. Tab. 4.1 ukazuje hustotu základních stínících prvků, jejich protonové číslo a přibližné porovnání ceny. Stínící vlastnosti olova, bismutu a wolframu lze vidět na Obr. 4-1, který ukazuje závislost hmotnostního lineárního součinitele útlumu na energii dopadající částice a tloušťce stínícího materiálu. Na tomto grafu lze vidět, že ve stínění při vyšší energii je nejlepší wolfram, poté olovo a bismut. Jak už bylo dříve zmíněno, bismut ani wolfram nepředstavuje environmentální riziko při stínění, tudíž není zapotřebí ani zvýšená hygiena. Wolfram je efektivnější stínící materiál než olovo při působení středně-energetických zdrojů, které způsobují Comptonův rozptyl, zatímco bismut je efektivnější než olovo při nízké-energii gama záření způsobující fotoelektrický jev. Bismut je praktická náhrada olova ve stínění ionizujícího záření, jelikož je spojuje podobné fyzikální vlastnosti, jako třeba vysoká hustota či atomové číslo, vhodné pro stínění. Jedna z nevýhod využití bismutu jakožto materiálu pro stínění je jeho křehkost v čisté formě a těžko se formuje do tvaru cihel. Proto mnoho komerčních cihel z bismutu je vytvořeno ze směsi bismutu a polymeru. [21]



Obr. 4-1 Stínící vlastnosti olova, bismutu a wolframu [21]

#### 4.2.2 Vývoj nových bezolovnatých stínících materiálů

Použití olova způsobuje zdravotní problémy, a proto je zde urgentní potřeba vyhnout se tomuto materiálu pro stínění. Studie provedená Manishem a jeho kolektivem vyvinula vyspělý netoxický syntetický stínící materiál červeného kalu (silně zásaditý odpadní produkt vznikající při výrobě hliníku Bayerovým zásaditým pochodem) uvedeného do keramické formy. Je to nový způsob využití průmyslového odpadu s přísadou obsahující baryum. [22]

Z této nové práce pro vývoj pokročilého, netoxického syntetického stínícího materiálu lze učinit závěr, že červený kal může být úspěšně použit jako zdrojový materiál pro výrobu vysoce hodnotného materiálu pro stínění záření. V mnoha studiích byly hlášeny ortopedické potíže způsobené hmotností olovnatých zástěrek. Výsledkem bylo, že se několik vědců pokusilo navrhnout ochranu před zářením pomocí materiálu bez olova. Navrhovaný třívrstvý štít složený z wolframu, bizmutu a gadolinia vykazovalo významné útlumové vlastnosti v jaderné medicíně s přijatelným stíněním při energii gama záření 140 keV. [22]



Stínící vlastnosti bezolovnatých materiálů byly zkoumány při energiích fotonů, které se běžně používají v diagnostické radiologii a nukleární medicíně. Různé jednovrstvé a vícevrstvé štíty bizmutu, gadolinia, cínu a wolframu byly simulovány pomocí simulací Monte Carlo, aby se vyvinuly štíty šetrné k životnímu prostředí, které jsou lehčí než konvenční olověné zástěry. Na základě těchto zjištění mohou být třívrstvé štíty složené z wolframu, bizmutu a gadolinia vhodnou náhradou olova v diagnostické radiologii a nukleární medicíně. Studie provedená Dehghanem a kol., vyvinula nový bezolovnatý nátěr na bázi nano-kovového prášku pro radiační ochranu před rentgenovým a gama zářením na jaderném a radiologickém oddělení. Různé epoxidové prášky byly rozpuštěny v epoxidových barvách, aby bylo možné posoudit jejich útlumové vlastnosti. Studie ukazuje, že vrstvy vyrobené z 15 % oxidu wolframového a 85 % oxidu nano-sičitého (nano tin dioxide) v epoxidové nátěrové hmotě lze považovat za netoxické, rezistentní vůči erozi, lehké a široce použitelné na vybavení a stěny, které nahrazují konvenční olověné štíty. [23]

### 4.2.3 Sklo využité jako stínění před ionizujícím zářením

Existují určité nevýhody použití kovů jako materiálu pro ochranu před zářením. Kovy nejsou pro viditelné světlo průhledné. Člověk tak nemůže vidět skrze něj. V dnešní době se sklo ukazuje jako slibná alternativa ke konvenčním stínícím materiálům z důvodu jejich mimořádných fyzikálních a chemických vlastností, jako je dobrá průhlednost vůči viditelnému světlu, vysoká hustota, snadnost výroby a netoxičnost. Systémy založené na bizmutu jsou netoxické a ukázaly se jako nová možnost pro bezolovnatá ochranná skla proti záření. [24]

### 4.2.4 Bismut baryové/ bismut bórové skla

Bylo provedeno několik studií na bismutovém a bariovém skle, jako materiály pro ochranu před zářením. Tato skla mají dvojí funkci, protože jsou průhledné vůči viditelnému světlu a absorbují záření gama. Bismut bórová skla jsou šetrná k životnímu prostředí. Tato skla mají nízké teploty tání, vysokou hustotu a vysoký index lomu. Výsledky ukazují, že bismut borité sklo může být alternativním materiálem na ochranu před gama zářením. Vlastnosti bórového skla, jako je hustota, odolnost proti vlhkosti, infračervená optická průhlednost, rychlost krystalizace a index lomu mohou být vylepšeny přidáním oxidů těžkých kovů, jako například oxidy bizmutu ( $\text{BiO}_3$ ) a oxidy molybdenu ( $\text{MoO}_3$ ). [25] [26]

Byla provedena srovnávací studie na materiálech stínících záření založených na Borosilikátových sklech s obsahem těžkých kovů, jako olovo. Například byly použity křemičitá skla s obsahem  $\text{Bi}_2\text{O}_3$ ,  $\text{BaO}$  a  $\text{PbO}$ , bismut bórové sklo a zinek bismuto-bórové sklo. Výsledky této studie ukazují, že tyto materiály jsou vysoce užitečné pro stínění gama paprsků a patří mezi nejlepší kandidáty pro bezolovnaté stínící materiály. [27]

### 4.2.5 Tellurová skla

Nedávné studie naznačily směr vývoje stínících materiálů k syntéze oxidů těžkých kovů ve skle. Zejména tellurová skla mají vysoký potenciál v aplikaci stínění radiace. Po tellurových sklech je vysoká poptávka díky jedinečným vlastnostech jako je netoxičita, vysoká hustota, vysoký index lomu a vysoká chemická rezistence. Několik studií ukazuje, že tellurová skla mají vysokou účinnost při stínění radioaktivního záření. Tyto vlastnosti lze zlepšit přidáním  $\text{WO}_3$  nebo  $\text{B}_2\text{O}_3$ . Tellurová skla absorbují gama záření s vyšší účinností, než beton nebo olovnaté sklo. [28]

### 4.2.6 Kompozitní materiály jako stínění před gama zářením

Kompozitní materiály jsou materiály složené ze dvou či více substancí s odlišnou fyzikální a chemickou strukturou. Polymerní kompozity jsou netoxické a environmentálně přívětivé materiály s nízkou hmotností, což je dělá vhodným materiálem pro radiační stínění. Mají jedinečné vlastnosti, jako jsou přiměřené náklady, vysoká flexibilita, dobrá mechanická odolnost a zajímavé elektrické a optické vlastnosti. Experiment vedený Zhongem a spol. byl založený na vytvoření ultra-vysokomolekulárních polyethylenových vláken zpevněné nano-epoxidovými kompozity. Tato studie prokázala, že přidání grafitových nanovláken do matrice má dobrý dopad na účinnost stínění záření. Polymerní kompozity mohou být dotovány materiály s vysokým protonovým číslem a nemusí se jednat o olovo. Tyto kompozity mají nižší účinnou hustotu než olovo, ale stále mohou poskytnout účinné stínění před radiací. Jiná studie ukázala, že materiály složené z vodíku, uhlíku, kyslíku křemíku a gadolinia jež jsou známa jako materiály založené na uhlohydrátech mohou poskytnout značné stínění proti radiaci a jsou netoxické. [29] [30] [31] [32]

### 4.2.7 Slitiny jako stínící materiály před radiací

Slitina je směs kovů a dalších prvků. Slitina zvyšuje specifické vlastnosti kovů. Kovové slitiny se tedy používají jako alternativní materiály pro stínění před radiací. Slitiny lze klasifikovat na základě prvotních kovů, složení a aplikace. Bylo vyzkoušeno nahrazení olova kompozity wolframu a mosazi (slitina z wolframu, mědi a zinku) za účelem vzniku bezolovnatého stínícího materiálu s podobnou hustotou, jako má olovo. Výsledky ukázaly, že lineární součinitel zeslabení stoupal zvyšováním procentuální hmotnosti zastoupení wolframu. Stejně tak při zvyšování procentuální hmotnosti wolframu stoukala tvrdost této slitiny. [33]

## 5 PRAKTICKÁ ČÁST

V praktické části této práce je popsán postup měření součinitele zeslabení  $\mu$ , který udává míru schopnosti stínícího materiálu zamezit gama záření v jejím prostupu. Jelikož jsou gama paprsky vysoce pronikavé částice, vývoji materiálů na jejich stínění se zabývá mnoho výzkumných zařízení. Některé materiály vhodné pro stínění jsou uvedeny v kapitole 4.2. Odborné texty o těchto materiálech však málokdy uvádějí součinitele zeslabení těchto materiálů pro jednotlivé energie fotonů. Velice dobře jsou však vypočítány součinitele zeslabení pro základní prvky s protonovým číslem od 1 do 92 ve spektru energií od 1 keV do 20 MeV. Tyto tabulky poslouží jako referenční hodnoty pro posouzení správnosti měření součinitele  $\mu$ . [34]

Tabulky součinitele útlumu se spoléhají na teoretické hodnoty účinných průřezů na atom, což je v závislosti s  $\mu$  podle rovnice:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\sigma_{tot}}{u \cdot A_r} \quad (5.1)$$

Kde:

$u$	(1,660540210 <sup>-24</sup> g) atomové hmotnostní číslo 1/12 hmotnosti atomu nuklidu ( <sup>12</sup> C)
$A_r$	Relativní atomová hmotnost stínícího materiálu
$\sigma_{TOT}$	Celkový Mikroskopický účinný průřez pro interakci fotonu (b/atom) [34]

Celkový účinný průřez může být zapsán jako suma všech základních interakcí fotonu.

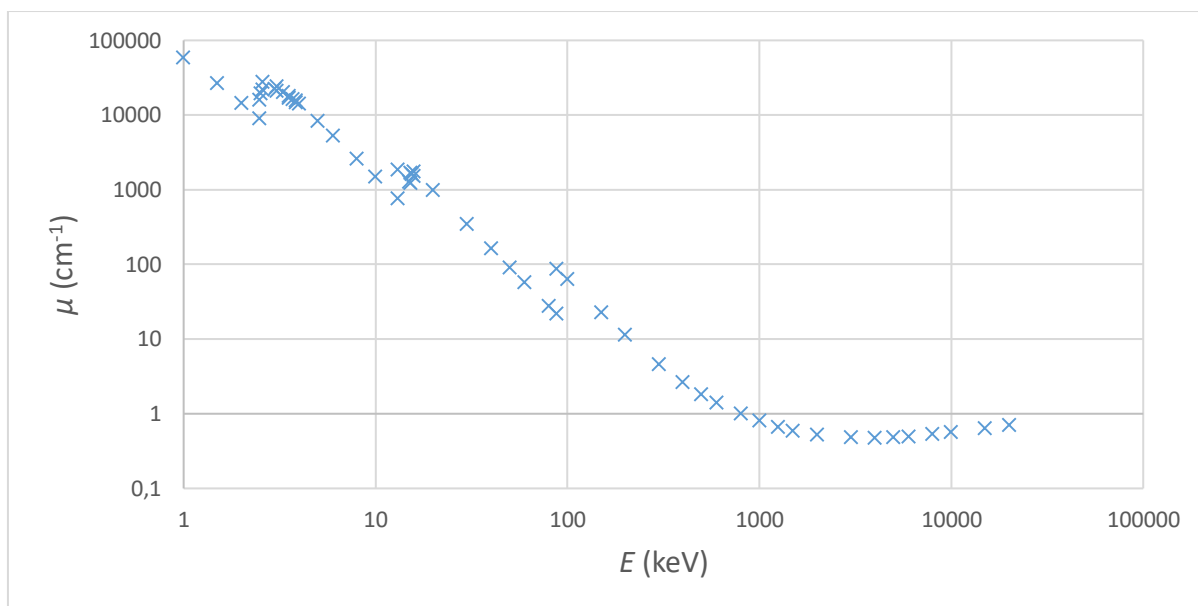
$$\sigma_{tot} = \sigma_{pe} + \sigma_{coh} + \sigma_{incoh} + \sigma_{pair} + \sigma_{trip} \quad (5.2)$$

Kde:

$\sigma_{pe}$	účinný průřez při fotoefektu	(b/atom)
$\sigma_{coh}$	účinný průřez při koherentním rayleigho rozptylu	(b/atom)
$\sigma_{incoh}$	účinný průřez při nekoherentním Comptonově rozptylu	(b/atom)
$\sigma_{pair}, \sigma_{trip}$	účinný průřez při tvorbě dvojice elektron-pozitron v oblasti jádra	(b/atom) [34]

Výsledky součinitele útlumu pro prvky  $Z = 1$  až 92 o energii 1 keV do 20 MeV byly vypočítány ze vzorce:

$$\mu = \left( (\sigma_{pe} + \sigma_{coh} + \sigma_{incoh} + \sigma_{pair} + \sigma_{trip}) / u \cdot A \right) \rho \quad (5.3)$$



Obr. 5-1 Součinitel zeslabení  $\mu$  v závislosti na energii pro olovo [34]

Z grafu na Obr. 5-1 je vidět, že součinitel zeslabení je závislý na energii dopadajících fotonů. Čím vyšší je energie fotonů, tím více pronikají hmotou a tím pádem je i součinitel zeslabení nižší. Vlastnosti samotného stínícího materiálu také ovlivňují součinitel zeslabení, a to zejména jeho protonové číslo a jeho hustota. Ve většině případů platí, že čím vyšší protonové číslo a hustota, tím vyšší bude i  $\mu$ . Proto se při stínění ionizujícího záření používají těžké prvky, jako např. olovo, bizmut, wolfram a telur.

Tab. 5.1 Součinitel zeslabení pro některé prvky z teoretických tabulek [34]

prvek	olovo	hliník	měď	bismut	grafit
hustota ( $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$ )	11,34	2,7	8,94	9,78	1,8
$\mu$ ( $\text{cm}^{-1}$ )_1170 MeV ( $^{60}\text{Co}$ )	0,71590	0,15312	0,48693	0,62036	0,10602
$\mu$ ( $\text{cm}^{-1}$ )_1330 MeV ( $^{60}\text{Co}$ )	0,64225	0,14350	0,45623	0,56198	0,09949
$\mu$ ( $\text{cm}^{-1}$ )_662 MeV ( $^{137}\text{Cs}$ )	1,2586	0,20123	0,64896	1,15382	0,13777

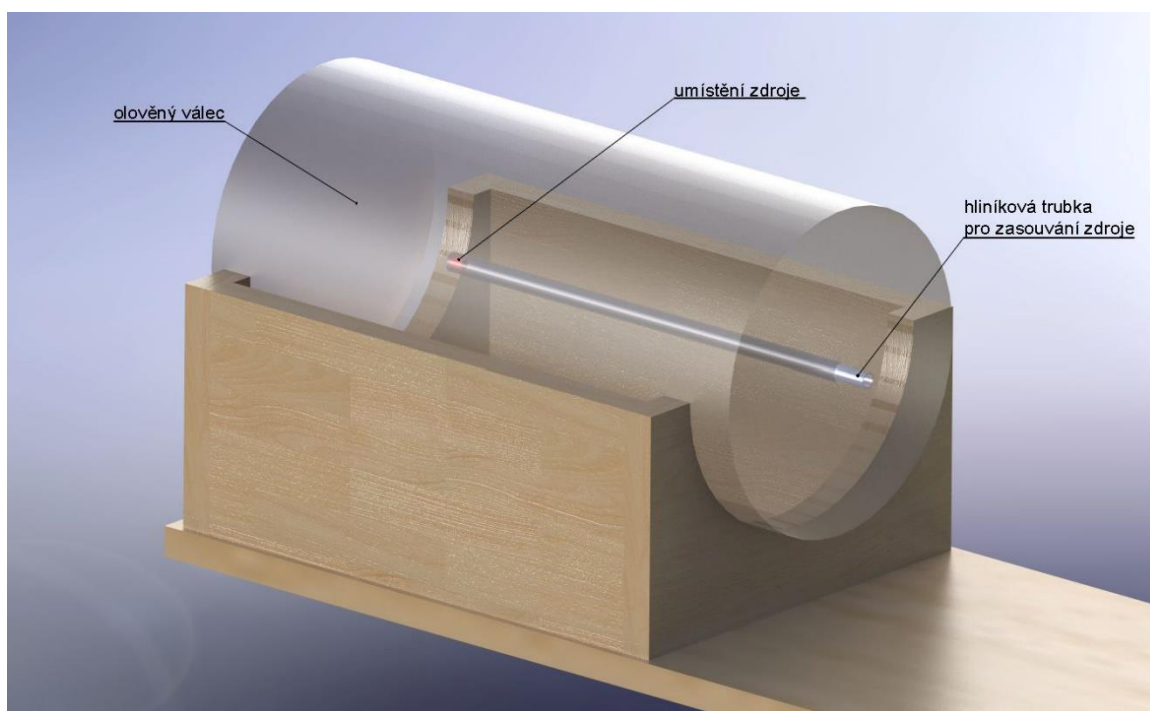
Hodnoty součinitele zeslabení z Tab. 5.1 budou sloužit jako referenční hodnoty při testování měřící platformy, zda-li se přesnost měření pohybuje v přijatelných mezích.

## 5.1 Měřící platforma

### 5.1.1 Zdroj záření gama

Jako zdroj záření budou použity válečky izotopu kobaltu ( $^{60}\text{Co}$ ) a cesia ( $^{137}\text{Cs}$ ). Velikost válečku je ( $d=6$  mm,  $l=8$  mm). Problém těchto zdrojů při měření součinitele zeslabení nastává v případě, kdy je zapotřebí úzký svazek fotonů. Váleček se totiž chová jako bodový zdroj a vyzařuje gama záření do všech stran prostoru.

Z tohoto důvodu bylo zapotřebí uzavřít zdroj gama záření do olověného válce, jak je zobrazeno na Obr. 5-2. Válec má v sobě otvor o průměru 1,2 cm, do kterého se vkládá hliníková trubice s uzavřeným koncem. Pomocí této trubice se vkládá zdroj v podobě válečku na konec vnitřního otvoru.



Obr. 5-2 Uložení zdroje v olověném válci

Cesium-137 je izotop cesia, který se v přírodě nevyskytuje. vzniká jako produkt po štěpení uranu-235. Lze ho tedy najít v reaktorech či jako zbytky po jaderných experimentech. Využívá se ke kalibraci přístrojů měřící ionizující záření, nebo v radioterapii. Oproti kobaltu-60 je značně reaktivní a jeho soli se rozpouštějí ve vodě. Poločas přeměny cesia-137 je 30,08 let. většina tohoto materiálu se přemění na  $^{137}\text{Ba}$  za současného vyzáření energie ve formě fotonu o energii 661,7 keV. [35]

Kobalt-60 je izotop kobaltu, který vytváří fotony o dvou energiích, a to 1170 a 1330 keV. Jeho poločas přeměny je 5,29 roku. Kov vytváří jemný prach, který znesnadňuje ochranu před gama zářením. Tento izotop se dá získat pouhým vystavením přírodního kobaltu proudem neutronů po určitý čas. Hojně se využívá v lékařství za účelem sterilizace lékařských nástrojů, pro sterilizaci potravin a měření hustoty materiálů. Školní zdroj kobaltu-60 použitý při měření měl k datu (20.4. 2020) aktivitu 43 MBq.[36]

### 5.1.2 Detektor

Jako detektor fotonů byl zvolen scintilační detektor NaI(Tl) na bázi Jodidu sodného. Detektor je schopen zachytit fotony v širokém spektru jejich energií.

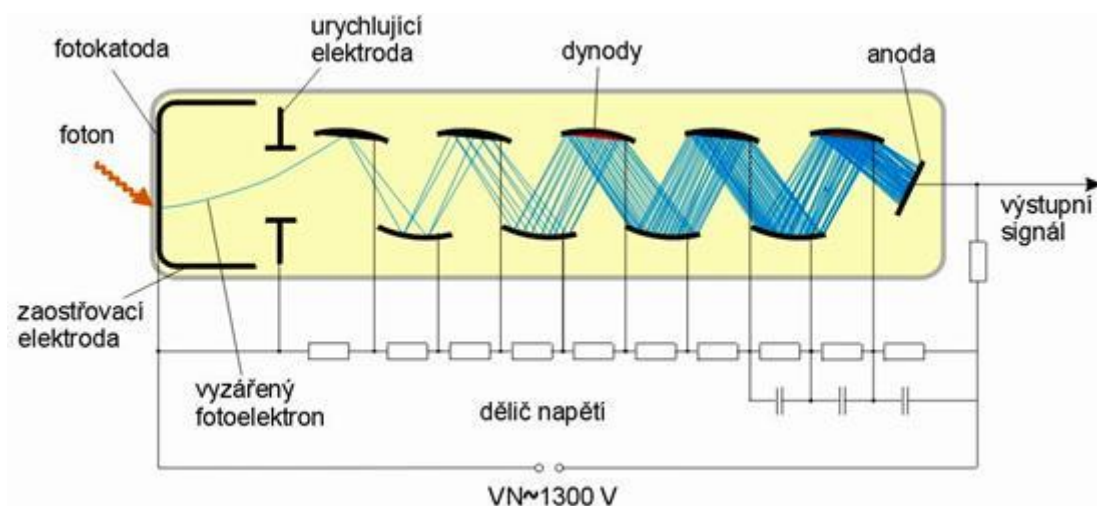
Název detektoru: SBG.D4.4.3,5 (*ENVINET – NUVIA Group*)

parametry: Počet kanálů: 1024

Měřicí napětí: 1089 V

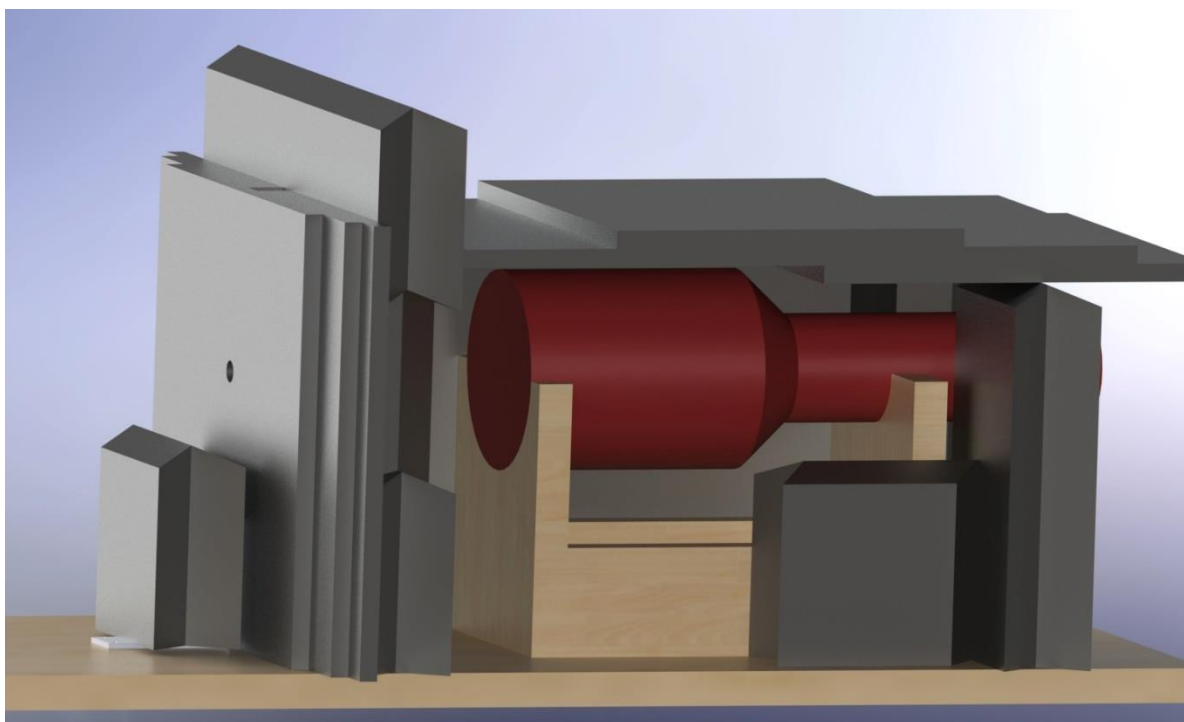
Scintilační detektory patří mezi nejrozšířenější detektory ionizujícího záření, a to hlavně z důvodu jejich vysoké účinnosti a dobrých metrologických vlastností. Mohou být vyrobeny různých tvarů a měřicí krystal je dostatečně velký na to, aby zachytil velké množství dopadajících fotonů. Základní uspořádání scintilačního detektoru je patrné na Obr. 5-3. Vlastní čidlo detektoru představuje scintilátor, v němž dopadající záření způsobuje ionizaci a excitaci jeho atomů a molekul. Jejich návrat do základního stavu je doprovázen emisí světelného záření, jehož intenzita odpovídá energii, kterou detekovaná částice předala krystalu. Aby se mohly světelné fotony maximálně využít, je scintilátor obklopen reflektorem. Sebrané fotony po průchodu optickým kontaktem poté působí na fotokatodu fotonásobiče. [37]

Nejlepší přenos světelné energie nastává tehdy, je-li prostor mezi scintilátorem a fotonásobičem vyplněn prostředím s velkou světelnou vodivostí. Dobré optické vazby se nejčastěji dosáhne minerálními nebo silikonovými oleji, které na rozhraní krystalu a vstupního skleněného okna fotonásobiče vytvoří velmi tenkou transparentní vrstvu. [37]



Obr. 5-3 Schéma scintilačního detektoru [38]

Detektor byl uložen do dřevěného podstavce tak, aby jeho osa byla rovnoběžná se zemí a detektor se nemohl hýbat v době měření. Jeho osa je uložena ve stejné výšce, jako je osa zdroje, kolimátorů a paprsku gama. Aby se zamezilo přístupu odraženého záření gama od stěn a záření gama z pozadí, bylo zapotřebí obalit detektor tlustou vrstvou olova. Zde se však projevil stejný problém, jako u stínění zdroje. Paprsky gama jsou velice pronikavé, a proto první návrh obalit detektor olověnými pláty o síle 1 cm nebyl dostatečně účinný. Proto bylo zapotřebí použít olověné kostky o síle 5 cm a na vrch celého krytu bylo umístěno několik olověných plátů. Stínění detektoru proti zdroji bylo zajištěno druhým kolimátorem a řadou plátů olova o síle 1 cm postavených za kolimátorem. Dále zde byly umístěny olověné kostky v tokové uspořádání, aby nebránily průchodu kolimovaného paprsku do detektoru.



*Obr. 5-4 Detektor a jeho olověné stínění*

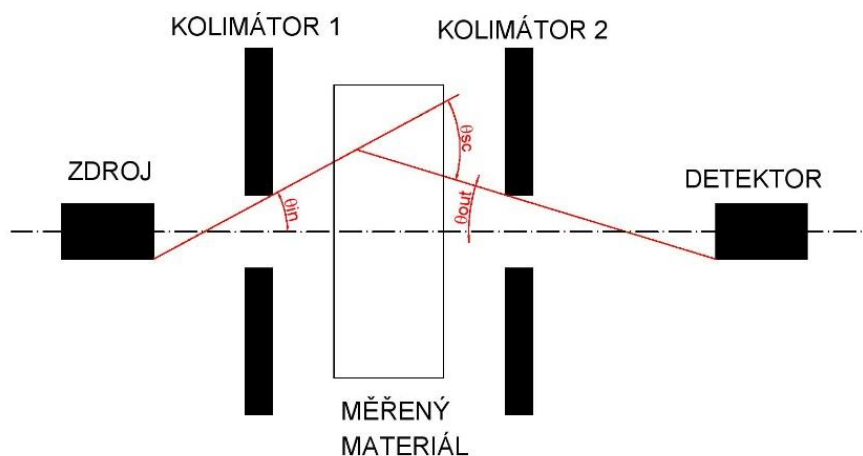
Na Obr. 5-4 je vidět červeně zobrazený detektor NaI uložený na dřevěném podstavci. Z obložení byly odebrány boční olověné kostky, aby bylo vše přehledněji zobrazeno.

### 5.1.3 Kolimátory

K dosažení úzkého paprsku fotonů mezi zdrojem a detektorem bylo zapotřebí odstranit fotony, které letí ze zdroje či z měřeného materiálu pod jistým úhlem od osy měření. V případě širokého paprsku by se do výpočtu součinitele zeslabení uplatňoval vrůstový faktor, který by vytvářel značnou chybu měření. V geometrii měření je důležitý tzv. úhel rozptylu, který udává úhel mezi fotonem vycházejícím ze zdroje a fotonem odraženým z měřeného materiálu vstupující do detektoru. Oba tyto fotony jsou uvažovány pod nejvyšším možným úhlem od osy měření. Celou situaci popisuje Obr. 5-5, ve kterém jsou znázorněny všechny úhly. Úhel rozptylu měřicí platformy je zobrazen na A. 5 v příloze na konci této práce.

Pokud se úhel rozptylu bude pohybovat okolo  $1^\circ$ , bude chyba měření způsobená vrůstovým faktorem nižší, než 0,5 %, což je přijatelná chyba. Další snižování úhlu rozptylu např. zmenšením děr v kolimátorech, nebo prodlužování vzdálenosti mezi detektorem a zdrojem by způsobovalo snížení intenzity gama paprsků. [39]

V případě rozložení reálné měřicí lavice použité v této práci se rozptylový úhel rovná  $1,1^\circ$ , což se stále pohybuje v přijatelných mezích. V předešlých návrzích geometrie kolimátorů se uvažovalo o rozměrech děr 3 mm. Takový rozměr děr by zajišťoval skvělou geometrii při měření. Při testovacím měření však bylo zjištěno, že intenzita gama záření, která dorazí do detektoru je příliš slabá na to, aby bylo možné dostatečně přesně odečíst naměřený proud gama záření ze zdroje od pozadí. V takovém případě by bylo zapotřebí použít jiný zdroj gama záření, jakým je např. rentgenka. Ta je schopna na rozdíl od bodového zdroje vysílat proud gama záření určitým směrem a dosáhnout tak užšího svazku o větší intenzitě. Nevýhoda rentgenek je však taková, že nedokážou produkovat vysokoenergetické záření, jako mohou právě bodové zdroje. U bodového zdroje by bylo zapotřebí zvýšit aktivitu zdroje, nicméně poté vzniká opět vyšší nutnost použít silnější stínění, jinak by obsluha měření byla ozařována vyššími dávkami radiace.

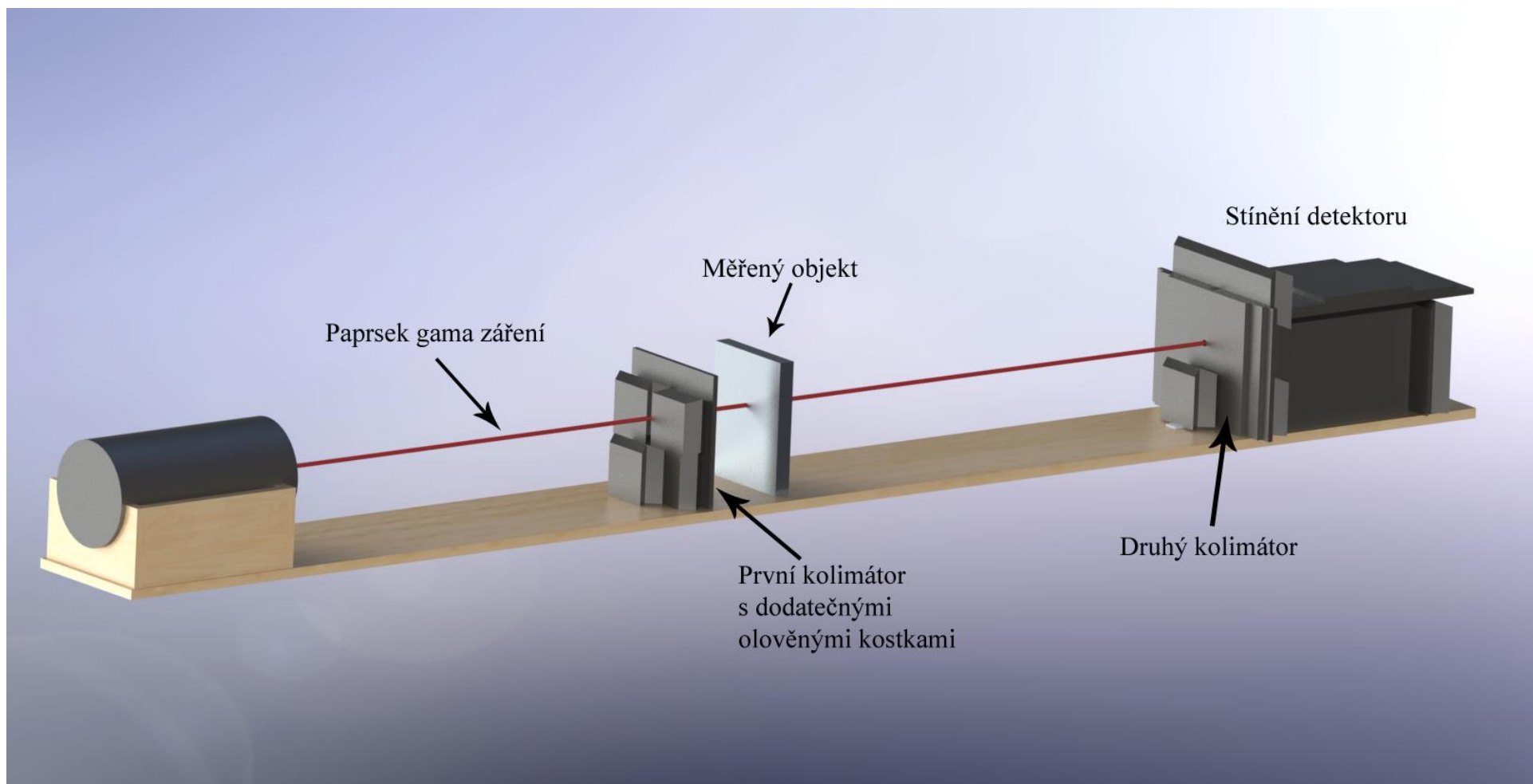


Obr. 5-5 rozložení úhlů na měřicí lavici [39]

kde:  $\theta_m$  úhel fotonu vstupujícího do materiálu  
 $\theta_{out}$  úhel fotonu vystupujícího z materiálu  
 $\theta_{sc}$  úhel rozptylu

Stínící kolimátory byly vyrobeny z olovené desky s otvorem uprostřed. Tloušťka desek je 1 cm, což se nakonec ukázalo, jako nedostatečné stínění a fotony procházely deskou i mimo kolimační otvory. Polotloušťka olova je při energiích fotonu vylétávajících z Co-60 právě kolem 1 cm. Proto bylo zapotřebí zesílit kolimátory. To bylo provedeno pomocí olovených kostek o tloušťce 5 cm postavených kolem otvoru kolimátoru. Samotné kostky nebylo možné poskládat tak, aby přesně vymezily pouze otvor kolimátoru. Z tohoto důvodu mohla část fotonů projít mezerou mezi olovenými kostkami.

Model měřicí platformy je vidět na Obr. 5-6. Fotografie z měření jsou v příloze A. 1 a A. 2.



Obr. 5-6 Celkový pohled na měřicí lavici



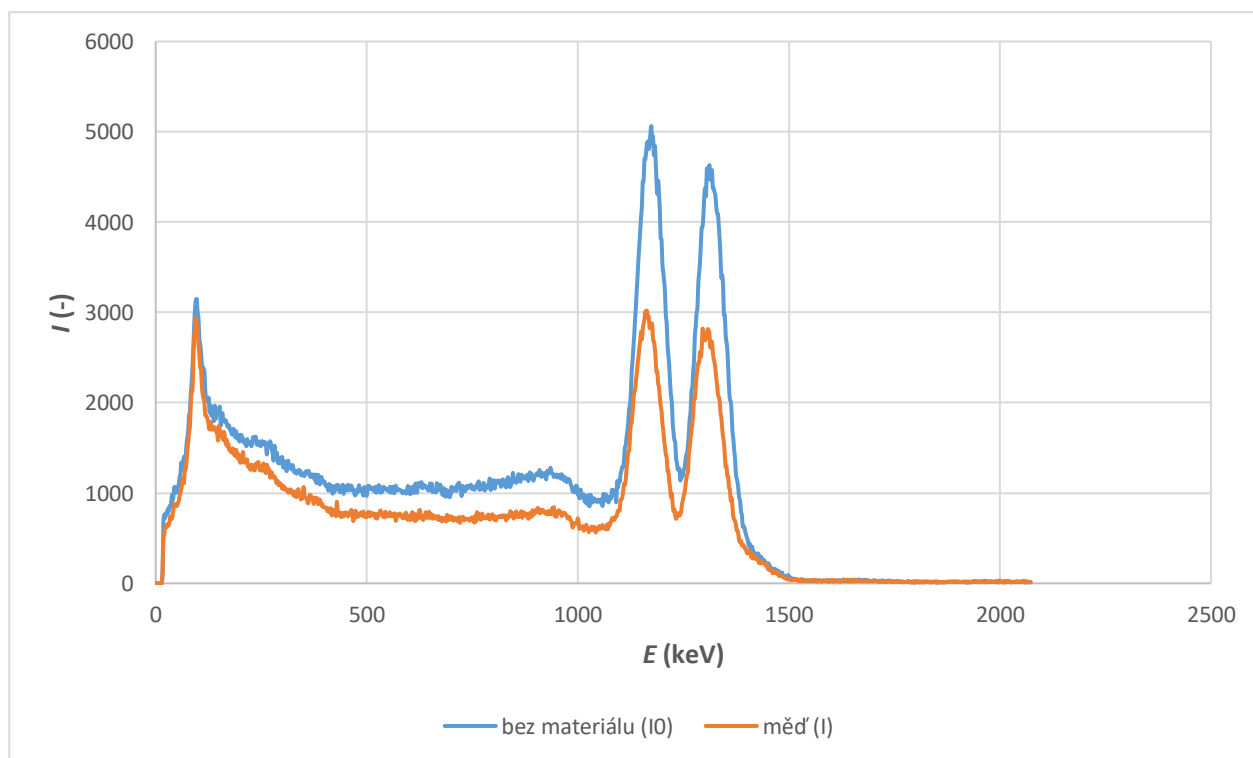
## 5.2 Postup měření

V této kapitole bude vysvětlen postup měření součinitele zeslabení stínících materiálů na měřící platformě popsané v předešlé kapitole.

1. Zásuneme radioaktivní zdroj pomocí hliníkové trubky do olověného válce (až na konec)
2. Zapneme program *nuSOFT GAMWIN* od firmy *NUVIA a.s.*
3. Otevřeme detektor a nastavíme měřící napětí
4. Provedeme kalibraci energie podle kalibračních vzorků (Co-60, Cs-137)
5. Spustíme měření po daný čas
6. Program vykreslí histogram četnosti detekce fotonů na jednotlivých kanálech, které odpovídají daným energiím gama paprsků (1024 kanálů)
7. Po skončení měření uložíme měření
8. Na měřící platformu umístíme stínící materiál tak, aby jím procházel gama paprsek.
9. Opakujeme měření po stejný čas, jako v předešlém měření
10. Na konci měření snížíme napětí na nulu
11. Vyhodnotíme měření

### 5.2.1 Vyhodnocení měření:

Vyhodnocení bylo provedeno opět pomocí programu *GAMWIN*, ve kterém je možné provést proložení (FITování) naměřeného spektra křivkou v zadaných mezích. Program sám dokáže vyhledat „Peak“ neboli vrchol, provést proložení a poté vypočítat určitý integrál pod vytvořenou křivkou. Dále je schopen odečíst od výsledku pozadí měření podle zaznamenaných hodnot před a za hledaným vrcholem.



Obr. 5-7 Naměřené spektrum mědi ( $tl.=1,05\text{ cm}$ ) a bez materiálu; zdroj Co-60

Na Obr. 5-7 je vidět naměřené spektrum mědi s charakteristickými vrcholy pro Co-60 s energiemi 1170 a 1330 keV. Pro vyhodnocení je potřeba vždy označit pouze gama záření o energii patřící právě do peaku. Ostatní fotony jsou produktem jiné přeměny, než ve zdroji měření, nebo vznikly interakcí s hmotou. V ideálním případě měření by se energie peaku ze zdroje objevovala pouze na jednom kanálu o energii právě 1170 a 1330 keV, nicméně z důvodu nedokonalosti měření se peak přenesl do několika kanálů a vytvořil charakteristickou Gaussovu křivku, jak je vidět na Obr. 5-7.

Vzhledem k tomu, že Gaussova křivka přímo navazuje na naměřené pozadí, je obtížné rozlišit, kde právě tato křivka začíná a kde končí. V případě mědi je tloušťka ideální a skrze materiál prostupuje dostatek gama záření, která neinteraguje s hmotou. Pokud však byl měřen materiál o vyšší hustotě či větší tloušťce, do detektoru neprochází dostatek gama záření, Gaussova křivka je zploštělá a zdeformovaná. Výpočetní algoritmus poté nesprávně určí začátek a konec peaku, či ho nevhodně proloží a vyhodnocení se stává nepřesné. V takové situaci je lepší použít vlastní označení začátku a konce peaku.

Na Obr. 5-7 je vidět, že nelze rozeznat překrývající se radioaktivitu pozadí přicházející z radioaktivních izotopů z kůry Země, kosmického záření a fotony vznikající interakcí gama záření vycházející ze zdroje s hmotou. Sem patří zejména proces zvaný fotoefekt, kdy foton předá veškerou energii elektronu, sám zanikne a elektron spotřebuje nabitou energii na uvolnění z dráhy a zbytek se změní na kinetickou energii o takové míře, aby platil zákon o zachování hybnosti. Dalším procesem je Comptonův rozptyl, při kterém má přicházející foton vyšší energii, než je vazební energie valenčního elektronu. Při tomto jevu se fotony chovají jako pružné částice, srazí se s elektronem, předají mu svoji energii a letí dále pod jiným úhlem, než jaké měly před srážkou s elektronem. Posledním principem je tvorba páru elektron-pozitron. Při tomto ději primární foton zaniká. Děj nemůže vzniknout za nepřítomnosti třetí částice, kterou je většinou jádro. Tento děj nemůže vzniknout, pokud energie fotonu není vyšší, než prahová energie 1,02 MeV.

Výsledkem vyhodnocení jsou tedy dvě hodnoty vyšlé z určitého integrálu proložené křivky, které nám udávají počet fotonů zachycených detektorem při nezastíněném úzkém svazku ze zdroje a zeslabení téhož svazku stínícím materiálem.

### 5.2.2 Testovací měření

Smyslem testovacího měření bylo zjistit, s jakou přesností jsme schopni naměřit hodnoty pro výpočet součinitele zeslabení. Jako testovací materiály byly zvoleny prvky, u kterých známe součinitele zeslabení pro různé energie gama záření. Tyto materiály jsou uvedeny v Tab. 5.1 společně s referenčními hodnotami součinitele zeslabení.

Vždy bylo provedeno několik měření pro jednu hodnotu, aby bylo možné výsledek vyhodnotit statistickými metodami. Měření bylo prováděno v časovém intervalu 20 nebo 30 minut pro jednu situaci v závislosti na tom, jak se vykreslilo spektrum, tedy podle vyhlazení Gaussovy křivky měřených peaků. Dvojice hodnot pro výpočet součinitele zeslabení se vždy musely měřit tak, aby nedocházelo k přesouvání zdroje, např. nesměla se naměřit hodnota bez stínícího materiálu a druhý den měřit hodnotu se stínícím materiálem. Uložení zdroje do olověného válce nelze dokonale opakovat stejně, jako před jeho uzavřením do stínícího sejfu na konci měřícího dne. Z tohoto důvodu také nebylo možné měřit dlouhodobé noční měření.

Tab. 5.2 Vyhodnocení měření olovené desky, zdroj: Co-60, tl.=1 cm

pořadí	E (keV)	doba měření (s)	$I_0$	nejistota plochy $I_0$ (%)	$I$	nejistota plochy $I$ (%)	$\mu$ (cm <sup>-1</sup> )
1	1170	1200	120031	0,4	59031	0,6	<b>0,710</b>
2	1170	1200	119643	0,4	58348	0,6	<b>0,718</b>
3	1170	1200	119072	0,4	59159	0,6	<b>0,699</b>
4	1170	1200	120900	0,4	58934	0,6	<b>0,719</b>
5	1170	1200	120444	0,4	59761	0,6	<b>0,701</b>
6	1170	1200	119795	0,4	59967	0,6	<b>0,692</b>
7	1170	1200	121184	0,4	59853	0,6	<b>0,705</b>
<b>průměr</b>			120153	0,4	59293	0,6	<b>0,706</b>

Kde:  $I_0$  Počet fotonů bez stínícího mat. (-)  
 $I$  Počet fotonů se stínícím materiálem (-)  
 $\mu$  Součinitel zeslabení (cm<sup>-1</sup>)  
 $\delta$  relativní chyba průměru součinitele útlumu od tabulkové hodnoty (%)  
 $U_{\mu 1}$  Rozšířená standartní nejistota vypočítaná ze standartní nejistoty ploch (cm<sup>-1</sup>)  
 $U_{\mu 2}$  Rozšířená standartní nejistota vypočítaná z výběrové směrodatné odchylky aritmetického průměru (cm<sup>-1</sup>)

Ostatní naměřené hodnoty jsou uvedeny v příloze B. 1 až B. 4

Pozn. Všechny dosazené hodnoty jsou z Tab. 5.2, první řádek hodnot.

Součinitel zeslabení lze vyjádřit z rov. (3.1)

výpočet  $\mu$  pro první řádek Tab. 5.2

$$\mu = -\frac{1}{x} \cdot \ln\left(\frac{I}{I_0}\right) = -\frac{1}{1} \cdot \ln\left(\frac{59031}{120031}\right) = 0,70969 \text{ cm}^{-1}$$

Relativní chyba

$$\delta = \left(\frac{X - X'}{X}\right) \cdot 100 \quad (\%) \quad (5.4)$$

Kde:  $X$  Referenční hodnota  
 $X'$  Naměřená hodnota

Dosazení do rov. (5.4):

$$\delta = \left(\frac{0,7159 - 0,7063}{0,7159}\right) \cdot 100 = 1,34 \%$$

Standartní nejistota ploch vychází ze vzorce

$$u_{Az} = \sqrt{u_x^2 \cdot \left(\frac{\partial Z}{\partial X}\right)_{\bar{x}, \bar{y}}^2 + u_y^2 \cdot \left(\frac{\partial Z}{\partial Y}\right)_{\bar{x}, \bar{y}}^2} \quad (5.5)$$

Rov. (5.5) se může pro podíl dvou čísel zapsat:

$$u_{A_z} = \frac{X}{Z} \cdot \sqrt{\left(\frac{u_X}{X}\right)^2 + \left(\frac{u_Y}{Y}\right)^2} \quad (5.6)$$

Kde:  $u_X$       Nejistota hodnoty X  
 $u_Y$       Nejistota hodnoty Y

Dosazení do rov. (5.6)

$$u_{A_z} = \frac{59293}{120153} \cdot \sqrt{\left(\frac{\left(\frac{0,6}{100}\right) \cdot 59293}{59293}\right)^2 + \left(\frac{\left(\frac{0,4}{100}\right) \cdot 120153}{120153}\right)^2} = 0,00356 \text{ cm}^{-1}$$

Výběrová směrodatná odchylka aritmetického průměru

$$u_{A_z} = s_{\bar{x}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=2}^n (x_i - \bar{x})^2}{(n-1)}} \quad (5.7)$$

dosazení do rov. (5.7)

$$u_{A_z} = s_{\bar{x}} = \sqrt{\frac{(0,70969 - 0,70629)^2 + \dots + (0,70542 - 0,70629)^2}{(7-1)}} = 0,010 \text{ cm}^{-1}$$

Rozšířená standartní nejistota:

$$U_X = k_u \cdot u_z \quad (5.8)$$

Kde  $k_u = 3$       koeficient rozšíření (pro normální rozdělení odpovídá  
pravděpodobnosti pokrytí asi 99,7 %)

Dosazení do rov. (5.8)

$$U_{\mu_1} = 3 \cdot 0,00356 = 0,011 \text{ cm}^{-1}$$

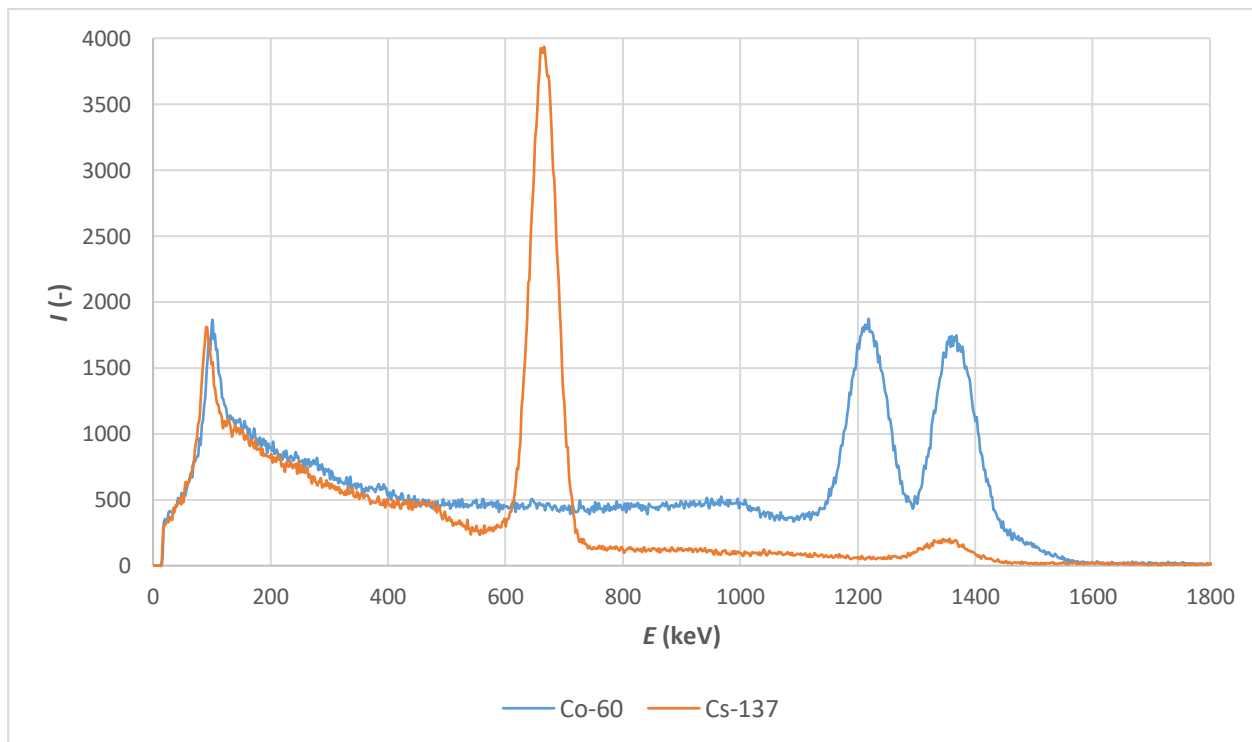
$$U_{\mu_2} = 3 \cdot 0,010 = 0,030 \text{ cm}^{-1}$$

Pozn. Nejistota  $U_{\mu_1}$  je menší než  $U_{\mu_2}$ , proto se do zápisu použije pouze  $\pm U_{\mu_2}$

Tab. 5.3 Souhrnná tabulka testovacího měření

Zdroj	E (keV)	materiál	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$\mu$ (cm <sup>-1</sup> )	$U_\mu$ (cm <sup>-1</sup> )	$\delta$ (%)
Co-60	1170	Pb	11,34	0,706 ± 0,030		1,34
Co-60	1130	Pb	11,34	0,663 ± 0,027		-3,20
Cs-137	662	Pb	11,34	1,218 ± 0,013		3,19
Co-60	1170	Al	2,70	0,152 ± 0,012		0,84
Co-60	1130	Al	2,70	0,145 ± 0,018		-0,86
Cs-137	662	Al	2,70	0,192 ± 0,008		4,55
Co-60	1170	Cu	8,94	0,486 ± 0,017		-0,26
Co-60	1130	Cu	8,94	0,465 ± 0,017		1,96
Cs-137	662	Cu	8,94	0,622 ± 0,014		4,12
Co-60	1170	C	1,80	0,106 ± 0,010		-0,22
Co-60	1130	C	1,80	0,102 ± 0,010		2,10
Max						4,55

V Tab. 5.3 jsou shrnuty výsledky testovacího měření. Nejvyšší relativní chyba byla zjištěna u měření hliníku cesiem-137. Pokud se podíváme na relativní chyby u všech měření, lze konstatovat, že relativní chyba při měření s cesiem je větší, než u Cobaltu-60. Na začátku měření byl předpokládán přesně opačný trend, jelikož Cs-137 mělo vyšší aktivitu, než Co-60. Větší intenzita by měla znamenat lepší vykreslení spektra, a tudíž vyšší přesnost měření. Gama paprsky z Cs-137 mají přibližně poloviční energii, než je tomu u Co-60. Fotony tedy hůře pronikaly stínícím materiálem. Jak je vidět na Obr. 5-8 intenzita paprsku Cs-137 prošlého stínícím materiálem je i přesto vyšší, než u Co-60. Vyšší relativní chybu mohlo způsobit nepřesné odečtení pozadí od měřeného peaku.



Obr. 5-8 Spektrum olova, měřeno 20 min; tl.=1 cm

### 5.3 Měření stínících materiálů firmy MICO, spol. s r.o.

Hlavním cílem tohoto měření je vyhodnotit stínící vlastnosti betonových stínících cihel firmy MICO, spol. s r.o. Jedná se o cihly o velikosti 100x200x400 mm. Dohromady jsme testovali 5 druhů cihel stejného tvaru, které se lišily materiálovým složením. Od každé cihly jsme vždy měli dva vzorky a dále jsme obdrželi chemické složení jednotlivých druhů a jejich hustotu. Tyto informace jsou dále použity při vytváření modelu v programu MCNP6. Tvar stínících cihel je možné vidět v příloze A. 3.

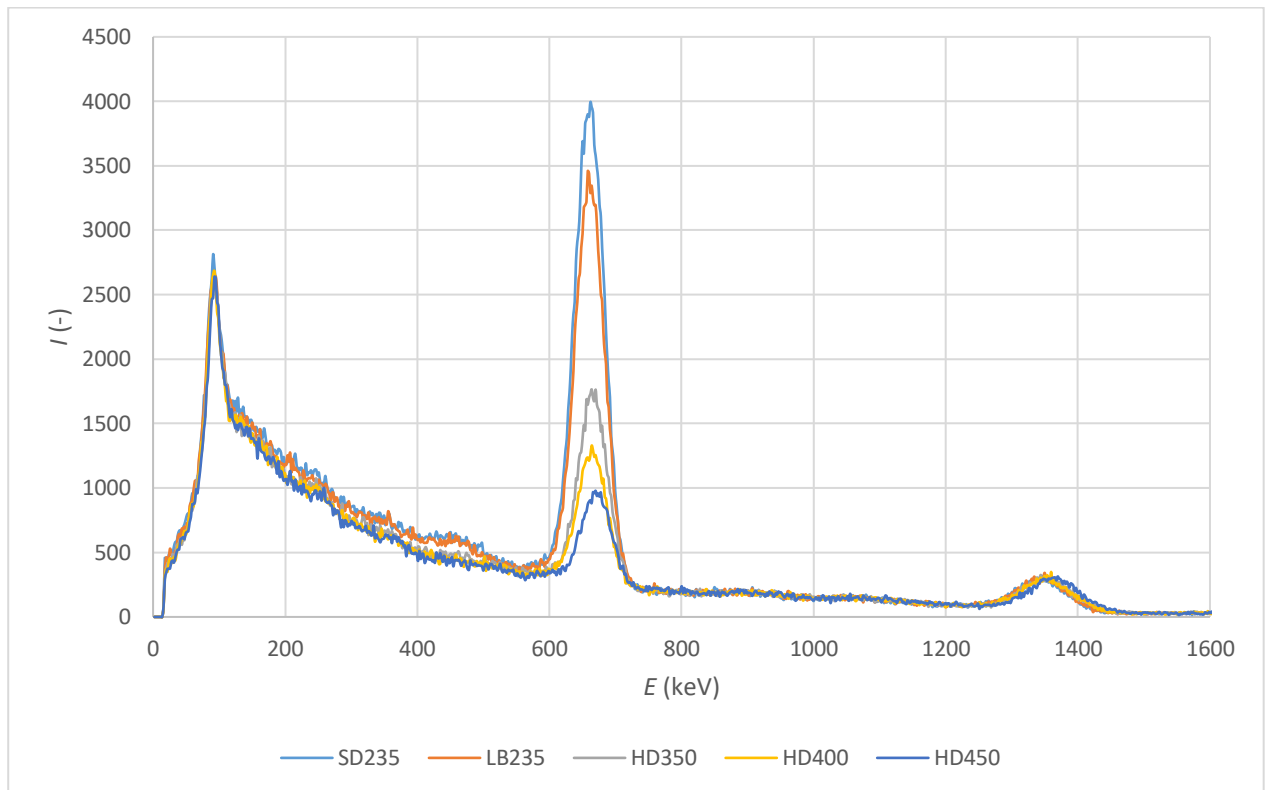
Měření těchto materiálů probíhalo zcela stejně, jako u testovacího měření v kap. 5.3. Z důvodů nedostatečné intenzity prošlého gama záření bylo zapotřebí postavit cihly tak, aby jejich tloušťka, kterou musí paprsek projít, byla 10 cm. Na tuto polohu nebyly cihly konstruovány, jejich širší strana má na sobě zámek ve tvaru vln, aby zamezily průchodu záření případnou dírou. Na výsledek měření by však tato volba polohy neměl mít vliv, jelikož součinitel zeslabení není závislý na tloušťce materiálu. Cihlu jsme pouze postavili do takové výšky, abychom si byli jistí, že paprsek prochází materiálem.

Tab. 5.4 Součinitele zeslabení pro MICO materiály z naměřených hodnot

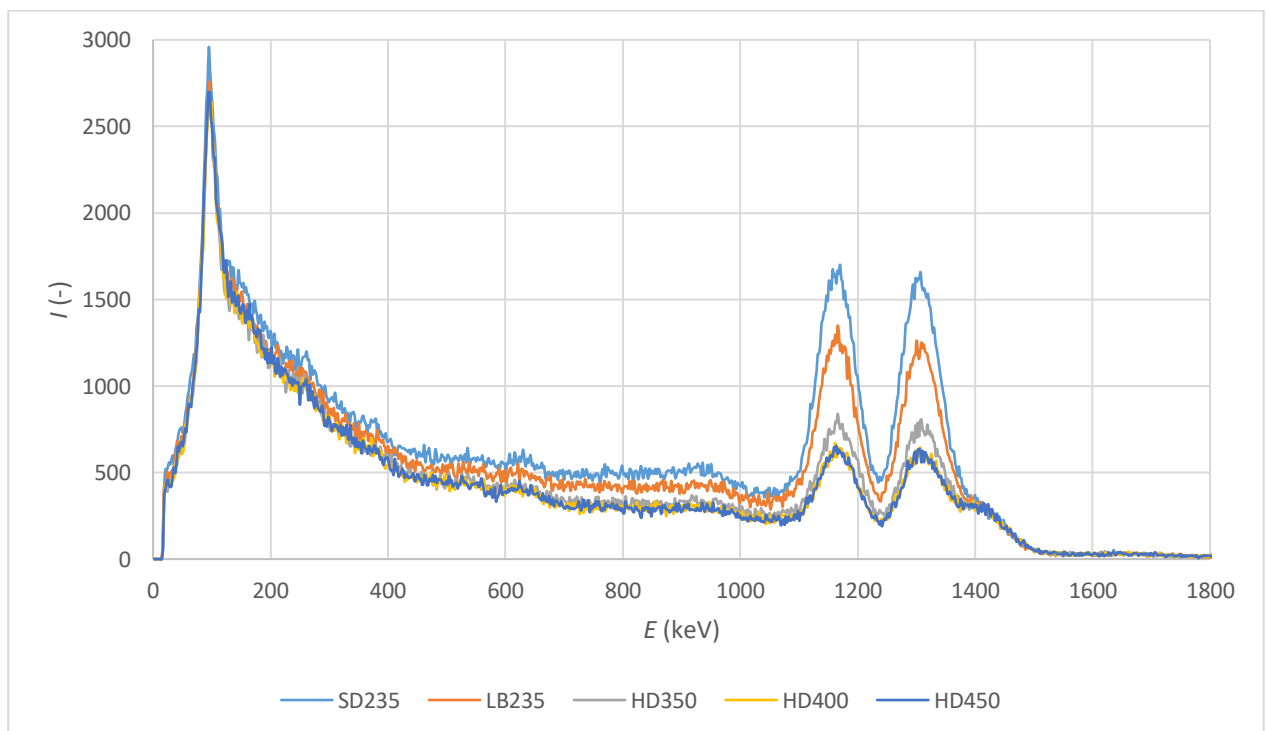
Zdroj	$E$ (keV)	materiál	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$\mu$ (cm <sup>-1</sup> )	$U_{\mu}$ (cm <sup>-1</sup> )
Co-60	1170	SD235	2,35	0,141 ± 0,006	
Co-60	1330	SD235	2,35	0,135 ± 0,006	
Cs-137	662	SD235	2,35	0,168 ± 0,002	
Co-60	1170	LB235	2,35	0,141 ± 0,007	
Co-60	1330	LB235	2,35	0,136 ± 0,006	
Cs-137	662	LB235	2,35	0,186 ± 0,001	
Co-60	1170	HD350	3,50	0,200 ± 0,013	
Co-60	1330	HD350	3,50	0,190 ± 0,007	
Cs-137	662	HD350	3,50	0,263 ± 0,005	
Co-60	1170	HD400	3,85	0,229 ± 0,006	
Co-60	1330	HD400	3,85	0,218 ± 0,005	
Cs-137	662	HD400	3,85	0,298 ± 0,005	
Co-60	1170	HD450	4,50	0,239 ± 0,004	
Co-60	1330	HD450	4,50	0,234 ± 0,006	
Cs-137	662	HD450	4,50	0,342 ± 0,021	

Tabulky naměřených hodnot jsou uvedeny v příloze B. 5 až B. 9. Při výpočtech nejistot se postupovalo stejně, jako u výpočtů testovacích měření v kap. 5.2.2. Měření se prodloužilo na 30 min, aby byla zajištěna vyšší přesnost. Na Obr. 5-9 a Obr. 5-10 je vidět naměřené spektrum všech materiálů se zdrojem Cs-137 a Co-60. Z těchto grafů lze vidět, že naměřené spektrum stále ještě není vyhlazené a měřené peaky jsou kostrbaté. Pokud bychom dále zvyšovali čas měření, celkové měření a vyhodnocení by bylo časově nezvládnutelné. Na Obr. 5-9 je vidět malý peak mezi energiemi 1200–1400 keV vytvořený nejspíše některým z rozpadajících se izotopů v zemské kůře. Při měření Cs-137 tento peak nezasahuje do měřeného peaku a na vyhodnocení nemá vliv. V případě měření Co-60 tento peak však zasahuje do peaku měřeného a způsobuje potíže při správném odečtení pozadí. Z tohoto důvodu se označování peaků provádělo manuálně.

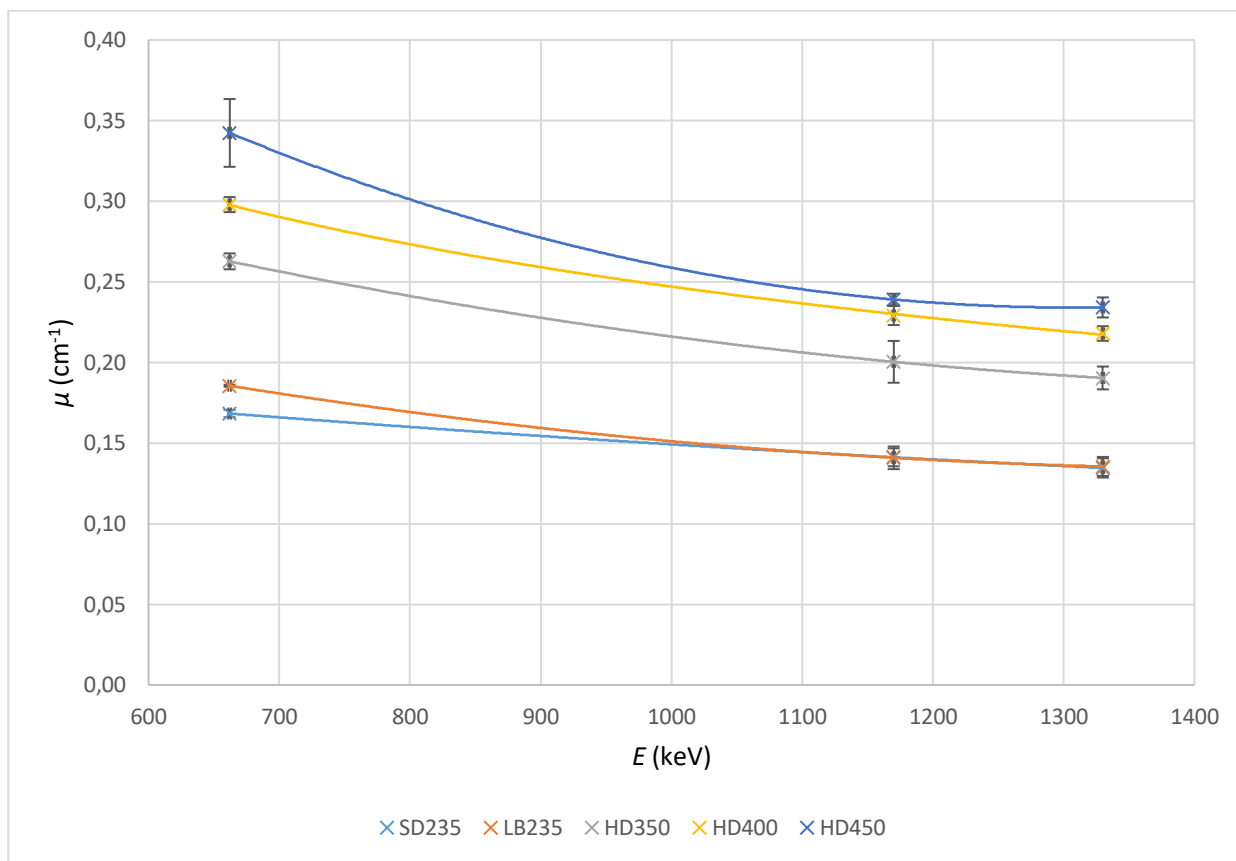
Dále je možné sledovat zvyšování úrovně pozadí před měřenými peaky v závislosti na tom, jak intenzivní gama paprsek prošel stínícím materiálem.



Obr. 5-9 Naměřené spektrum pro 5 vzorků, zdroj\_Cs-137, tl.=10 cm



Obr. 5-10 Naměřené spektrum všech 5 vzorků, zdroj\_Co-60, tl.=10 cm



Obr. 5-11 Vypočítané hodnoty součinitele zeslabení v závislosti na energii gama záření

Na Obr. 5-11 je vidět trend součinitele zeslabení v závislosti na energii a lze tedy potvrdit, že se stoupající energií klesá součinitel zeslabení. Nejvyšších hodnot součinitele zeslabení dosahuje materiál HD450 a nejnižší SD235.

## 5.4 Simulace měření metodou Monte Carlo v programu MCNP6<sup>®</sup>

Simulace Monte Carlo je v podstatě generování náhodných objektů nebo procesů pomocí počítače. Tyto objekty by mohly vzniknout „přirozeně“ jako součást modelování systému skutečného života, jako je např. transport neutronů nebo vývoj akciového trhu. Metoda Monte Carlo má široké využití od simulací experimentů přes počítání určitých integrálů až třeba po řešení diferenciálních rovnic. Metoda Monte Carlo byla formulována již ve 40. letech 20. století a svého využití se dočkala ještě v průběhu druhé světové války. Jejím zakladatelem byl Stanislaw Marcin Ulam a John von Neumann, kteří v té době pracovali v americké Národní laboratoři Los Alamos, kde zkoumali chování neutronů, především je zajímalo, jaké množství neutronů projde různými materiály. [40]

Algoritmy Monte Carlo mají tendenci být jednoduchými, flexibilními a škálovatelnými. Při použití do fyzických systémů mohou techniky Monte Carlo omezit složité modely na řadu základních událostí a interakce, což otevírá možnost kódování chování modelu pomocí sady pravidel, která mohou být efektivně implementována na počítači. [40]

MCNP je všeobecně použitelný Monte Carlo kód, který lze použít k přenosu neutronů, fotonů, elektronů nebo vázaných neutronů, fotonů a elektronů. Mezi specifické oblasti použití patří mimo jiné radiační ochrana a dozimetrie, radiografie, lékařská fyzika, jaderná bezpečnost, návrh a analýza detektorů, návrh cílů urychlovače, konstrukce štěpných a fúzních reaktorů a dekontaminace.



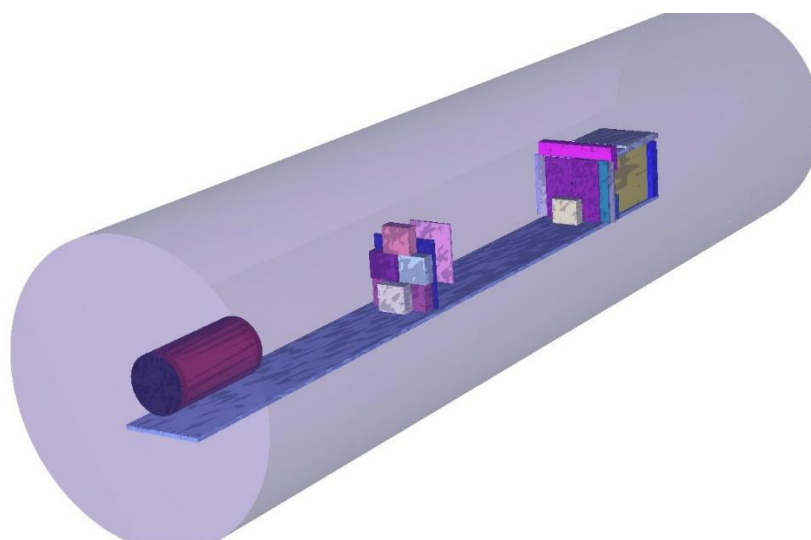
Kód zpracovává libovolné trojrozměrné uspořádání materiálů v geometrických buňkách ohraničených povrchy prvního a druhého stupně a eliptických torusů čtvrtého stupně. U fotonů kód odpovídá nesoudržnému a koherentnímu rozptylu, možnosti fluorescenční emise po fotoelektrické absorpci, absorpci v párové produkci s lokální emisí anihilačního záření a brzdného záření. Pro přenos elektronů se používá kontinuální zpomalovací model, který zahrnuje pozitrony, rentgenové záření a brzdné záření, ale nezahrnuje externí ani samoindukovaná pole.

Mezi důležité standardní funkce, díky nimž je MCNP velmi univerzální a snadno použitelný patří výkonný obecný zdroj, zdroj kritičnosti a povrchový zdroj. Obsahuje bohatou sbírku technik redukce rozptylu. Flexibilní možnosti výstupu a rozsáhlou sbírkou dat účinných průřezů.

MCNP obsahuje řadu flexibilních testů, jako povrchový proud a tok, objemový tok (délka stopy), bodové nebo prstencové detektory, zahřívání částic, štěpné zahřívání, měření výšky pulsu pro ukládání energie nebo náboje, síťové svazky a radiografické záznamy. [41]

### 5.4.1 Simulace měření

V programu byl vytvořen 3D model rozměrově stejný, jako reálné měření na měřicí platformě. Došlo však k některým zjednodušením, které by neměly mít vliv na konečný výsledek. Do modelu nebyl přidán dřevěný podstavec pod olověný válec a ani pod detektor. Olověné kostky o síle 5 cm, které tvoří zesílení kolimátoru a značnou část stínění detektoru byly zjednodušeny na kvádry, v reálném měření mají na sobě výseče ve tvaru „V“, aby do sebe kostky zapadly. Dále se nepočítá se zářením z pozadí, které lze v reálných podmínkách naměřit. Model také neobsahuje celou místnost a objekty kolem měřicí platformy. Gama záření vycházející ze zdroje, které nebylo zachyceno olověným válcem či kolimátory se může odrazit od objektů v místnosti přímo do detektoru. Vzhledem k tomu, že měřená ekvivalentní dávka v místnosti v době, kdy byl přítomen radioaktivní zdroj, nevykazovalo nárůst oproti době, kdy se tam nenacházel, dá se předpokládat, že vliv odrazu od stěn je zanedbatelný.



Obr. 5-12 Pohled na 3D vykreslení modelu v programu Visual Editor

Na Obr. 5-12 je vidět zjednodušená verze reálného měření. Vizualizace je provedena v programu Visual Editor, který slouží jako zobrazovací program pro MCNP6. V tomto programu bylo provedeno celé modelování, jelikož usnadňuje vytvoření programu do MCNP6. Je možné v něm naprogramovat i např. zdroj či další části programu.

Testovací simulace byla provedena na olovu a výsledek je vidět v Tab. 5.5. Relativní chyba je vypočítána stejně, jako v kap. 5.2.2. Jako referenční hodnoty byly použity součinitele zeslabení z Tab. 5.1. Relativní chyba se pohybuje okolo 3 %, což je přípustná odchylka. Přesnější hodnoty by bylo možné získat zvýšením generovaných částic ze zdroje. Tato změna by však způsobila prodloužení času simulací na několik hodin a vzhledem k počtu potřebných simulací pro tuto práci by byly výpočty neúnosně dlouhé.

Tab. 5.5 Testovací simulace na olovu tl.=1cm

E (keV)	$I_0^{(1)}(E)$	$R_{sim\_I_0}$	$I^{(1)}(E)$	$R_{sim\_I}$	$\mu$ (cm <sup>-1</sup> )	$U_{\mu 1}$ (cm <sup>-1</sup> )	$\delta$ (%)
1170	9,804E-07	0,0032	4,913E-07	0,0032	0,691	± 0,007	3,51
1330	1,012E-06	0,0045	5,404E-07	0,0043	0,628	± 0,010	2,28
662	1,355E-06	0,0027	3,966E-07	0,0050	1,229	± 0,005	2,37

Kde:  $R_{sim\_I_0}$  Relativní chyba simulace  $I_0$  (-)  
 $R_{sim\_I}$  Relativní chyba simulace  $I$  (-)  
 $I_0^{(1)}(E), I^{(1)}(E)$  Jednotková četnost, kterou lze vypočítat podle rov. (5.9)

$$I_0^{(1)}(E) = \frac{I_0(E)}{I_{0sim}} \quad (5.9)$$

kde:  $I_0(E)$  Počet částic, které zachytí detektor  
 $I_{0sim}$  Celkový počet částic generovaný zdrojem

Pozn.  $I_0^{(1)}(E)$  je hodnota výstupu z programu MCNP6.

Dosazení do rov. (5.6), hodnoty z prvního řádku z Tab. 5.5

$$u_{Az} = \frac{4,913E-07}{9,804E-07} \cdot \sqrt{\left(\frac{0,0032 \cdot 4,913E-07}{4,913E-07}\right)^2 + \left(\frac{0,0032 \cdot 9,804E-07}{9,804E-07}\right)^2} = 0,0023 \text{ cm}^{-1}$$

Dosazení do rov. (5.8)

$$U_{\mu 1} = 3 \cdot 0,0023 = 0,007 \text{ cm}^{-1}$$

Pozn. Ostatní vypočítané hodnoty byly získány ze vzorců uvedených v kap. 5.2.2.

#### 5.4.2 Simulace stínících materiálů firmy MICO, spol. s r.o.

Simulace těchto materiálů byla provedena stejně, jako u testovací simulace s olovem. Šířka simulovaného materiálu byla 10 cm, tedy stejná, jako v případě reálného měření. K zadání správných parametrů testovaných materiálů bylo zapotřebí znát prvkové složení těchto materiálů. Firma MICO, spol. s r.o., nám dodala hmotnostní zastoupení molekul v jednotlivých materiálech. Bylo tedy zapotřebí přepočítat hmotnostní zastoupení molekul na hmotnostní zastoupení jednotlivých prvků tvořící molekuly. Tyto hodnoty jsou uvedeny v Tab. 5.6. K těmto přepočtům byly zapotřebí molární hmotnosti jednotlivých prvků uvedené v Tab. 5.7. Prvkové složení bylo zadáno do programu MCNP6 společně s hustotou materiálu a byly provedeny simulace.

Tab. 5.6 Hmotnostní zastoupení prvků v jednotlivých materiálech

		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	
materiál	hustota (kg/m <sup>3</sup> )	Fe	O	Si	Al	C	Ca	K	Mg	Na	P	S	H	F	ostatní	suma (%)
SD235	2350	9,88	40,67	18,88	7,34	0,00	13,57	0,06	4,28	1,42	0,00	0,00	0,64	1,66	1,62	100
LB235	2350	3,95	49,74	16,12	0,69	0,55	8,91	0,00	18,28	0,00	0,00	0,00	1,51	0,00	0,24	100
HD350	3500	44,58	36,13	6,04	0,50	0,14	6,71	0,11	4,52	0,15	0,34	0,02	0,71	0,00	0,06	100
HD400	3850	59,87	31,02	2,12	0,32	0,00	5,62	0,08	0,00	0,15	0,20	0,02	0,53	0,00	0,05	100
HD450	4500	72,95	18,11	2,01	0,20	1,39	4,51	0,08	0,00	0,07	0,10	0,10	0,39	0,00	0,10	100

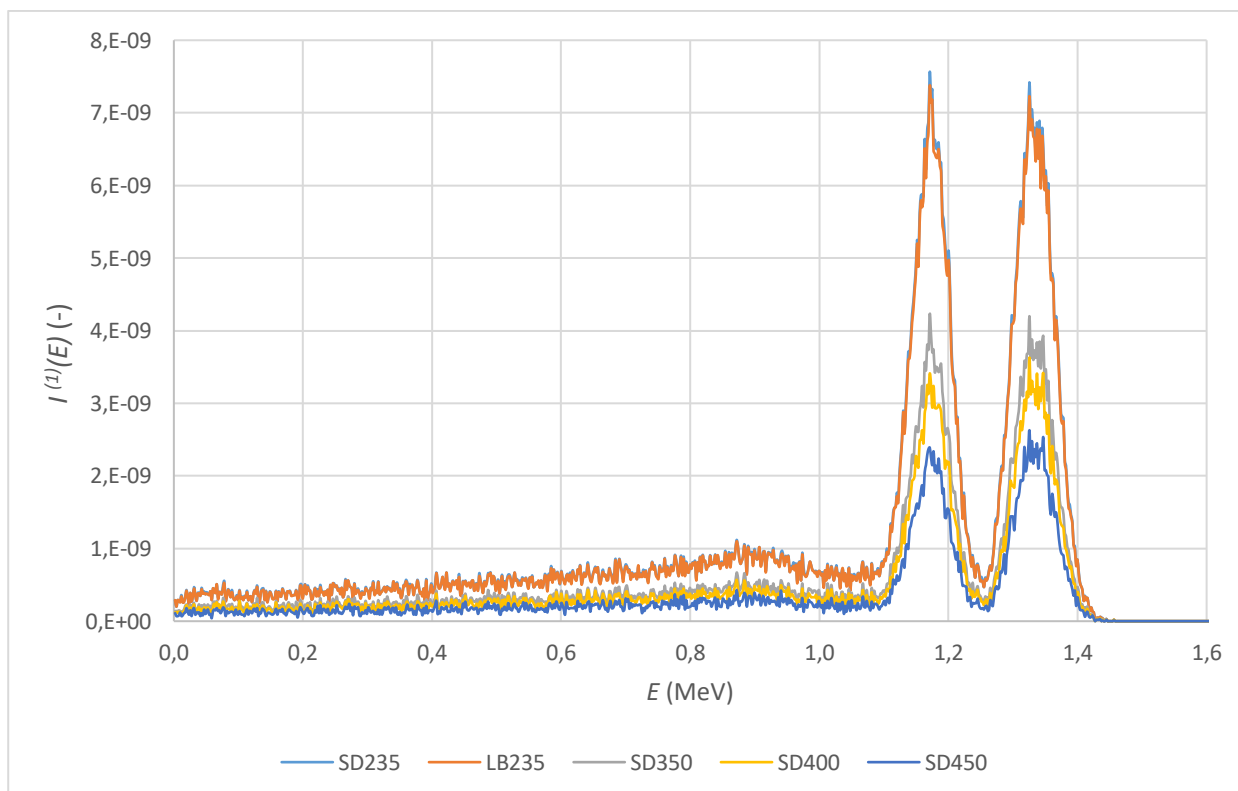
Tab. 5.7 Molární hmotnosti použité pro přepočítání molekulového složení na složení prvkové

vlastnosti prvků	jednotky	Fe	O	Si	Al	C	Ca	K	Mg	Na	P	S	H	F
molární hmotnost $M_m$	(g/mol)	55,85	16,00	28,09	26,98	12,01	40,08	39,10	24,31	22,99	30,97	32,07	1,01	19,00

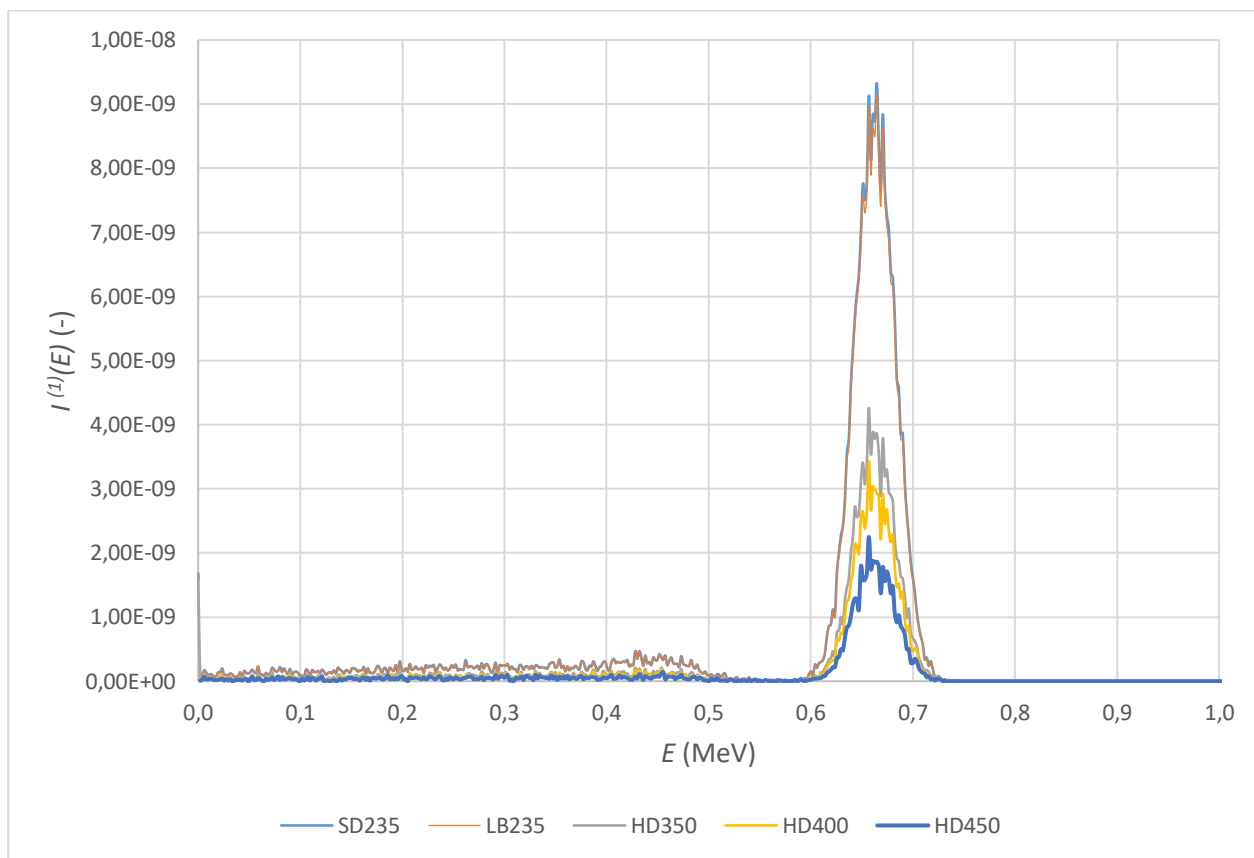
Tab. 5.8 Souhrnná tabulka vypočítaných hodnot ze simulace MCNP6

Materiál	$E$ (keV)	$\mu$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$U_{\mu 1}$	$\delta$ (%)
SD235	1170	$0,137 \pm 0,005$		2,68
SD235	1330	$0,128 \pm 0,006$		4,83
SD235	662	$0,180 \pm 0,004$		<b>-7,03</b>
LB235	1170	$0,140 \pm 0,005$		0,96
LB235	1330	$0,130 \pm 0,006$		4,05
LB235	662	$0,183 \pm 0,004$		1,57
HD350	1170	$0,201 \pm 0,004$		-0,14
HD350	1330	$0,188 \pm 0,004$		1,08
HD350	662	$0,265 \pm 0,002$		-0,90
HD400	1170	$0,219 \pm 0,003$		4,54
HD400	1330	$0,205 \pm 0,004$		<b>6,10</b>
HD400	662	$0,289 \pm 0,002$		2,98
HD450	1170	$0,253 \pm 0,003$		-5,88
HD450	1330	$0,236 \pm 0,003$		-0,85
HD450	662	$0,334 \pm 0,002$		2,50

Rozšířená standardní nejistota pro Tab. 5.8 byla vypočítána stejně, jako pro Tab. 5.5. Ostatní výpočty byly provedeny podle rovnic v kap. 5.2.2. Referenční hodnoty pro relativní chybu v Tab. 5.8 jsou hodnoty vypočítané z naměřených hodnot uvedeny v Tab. 5.4. Výstupy ze simulací jsou uvedeny v příloze B. 10



Obr. 5-13 Spektrum simulovaných materiálů, zdroj Co-60



Obr. 5-14 Spektrum simulovaných materiálů, zdroj Cs-137

Výsledné spektrum na Obr. 5-13 a Obr. 5-14 bylo vytvořeno v programu MCNP6 a upraveno pomocí funkce „GEB“. Ta umožňuje nastavit **plnou šířku v polovině maxima (FWHM)** vrcholu podle rov.(5.10).

$$FWHM(E) = p_1 + p_2\sqrt{E + p_3E^2} \quad (5.10)$$

Parametry byly vhodně nastaveny tak, aby vrcholy byly stejně široké, jako při měření.

$$FWHM(E) = 0 + 0,05\sqrt{E + 0,5E^2} \quad (5.11)$$

Pokud by funkce GEB nebyla použita, všechny vrcholy by se v grafu vykreslily jako čáry.

V prostředí MCNP6 byly vytvořeny další simulace za účelem vytvoření souvislých křivek součinitelů zeslabení v závislosti na energii. Tyto simulace již nejsou porovnány s naměřenými hodnotami. Přešlé simulace porovnatelné s měřením však ukázaly, že tento postup vede k výsledkům s přijatelnou odchylkou od skutečných hodnot. Následné hodnoty jsou získány ze stejného kódu MCNP6, jako u přešlých simulací s tím rozdílem, že je měněna energie fotonů vycházejících ze zdroje.

Tab. 5.9 Výstup ze simulací a vypočítané veličiny pro stínící materiály

E (MeV)	$I_0^{(1)}(E)$	$R_{sim\_I0}$	$I^{(1)}(E)$	$R_{sim\_I}$	$\mu$ (cm <sup>-1</sup> )	$U_{\mu 1}$ (cm <sup>-1</sup> )	$d_{1/2}$ (cm)
SD235							
0,3	6,638E-07	0,0039	5,216E-08	0,0138	<b>0,254</b> ± 0,003		2,725
0,5	1,010E-06	0,0031	1,310E-07	0,0087	<b>0,204</b> ± 0,004		3,393
1	1,846E-06	0,0023	4,162E-07	0,0049	<b>0,149</b> ± 0,004		4,653
1,5	2,100E-06	0,0022	6,248E-07	0,0040	<b>0,121</b> ± 0,004		5,718
2	2,034E-06	0,0022	7,115E-07	0,0037	<b>0,105</b> ± 0,005		6,599
3	1,791E-06	0,0023	7,613E-07	0,0036	<b>0,086</b> ± 0,005		8,100
LB235							
0,3	6,638E-07	0,0039	5,109E-08	0,0140	<b>0,256</b> ± 0,003		2,703
0,5	1,010E-06	0,0031	1,276E-07	0,0088	<b>0,207</b> ± 0,004		3,350
1	1,846E-06	0,0023	4,076E-07	0,0049	<b>0,151</b> ± 0,004		4,589
1,5	2,100E-06	0,0022	6,140E-07	0,0040	<b>0,123</b> ± 0,004		5,637
2	2,034E-06	0,0022	7,021E-07	0,0038	<b>0,106</b> ± 0,005		6,517
3	1,791E-06	0,0023	7,562E-07	0,0036	<b>0,086</b> ± 0,005		8,037
HD350							
0,3	6,638E-07	0,0039	1,465E-08	0,0261	<b>0,381</b> ± 0,002		1,818
0,5	1,010E-06	0,0031	4,968E-08	0,0142	<b>0,301</b> ± 0,002		2,301
1	1,846E-06	0,0023	2,107E-07	0,0069	<b>0,217</b> ± 0,002		3,194
1,5	2,100E-06	0,0022	3,570E-07	0,0053	<b>0,177</b> ± 0,003		3,912
2	2,034E-06	0,0022	4,353E-07	0,0048	<b>0,154</b> ± 0,003		4,496
3	1,791E-06	0,0023	5,033E-07	0,0044	<b>0,127</b> ± 0,004		5,460
HD400							
0,3	6,638E-07	0,0039	9,740E-09	0,032	<b>0,422</b> ± 0,001		1,642
0,5	1,010E-06	0,0031	3,811E-08	0,0162	<b>0,328</b> ± 0,002		2,115
1	1,846E-06	0,0023	1,731E-07	0,0076	<b>0,237</b> ± 0,002		2,928
1,5	2,100E-06	0,0022	3,061E-07	0,0057	<b>0,193</b> ± 0,003		3,599
2	2,034E-06	0,0022	3,797E-07	0,0051	<b>0,168</b> ± 0,003		4,130
3	1,791E-06	0,0023	4,447E-07	0,0047	<b>0,139</b> ± 0,004		4,975
HD450							
0,3	6,638E-07	0,0039	4,880E-09	0,0453	<b>0,491</b> ± 0,001		1,411
0,5	1,010E-06	0,0031	2,196E-08	0,0213	<b>0,383</b> ± 0,001		1,810
1	1,846E-06	0,0023	1,192E-07	0,0092	<b>0,274</b> ± 0,002		2,530
1,5	2,100E-06	0,0022	2,263E-07	0,0066	<b>0,223</b> ± 0,002		3,112
2	2,034E-06	0,0022	2,912E-07	0,0059	<b>0,194</b> ± 0,003		3,566
3	1,791E-06	0,0023	3,525E-07	0,0053	<b>0,163</b> ± 0,003		4,264

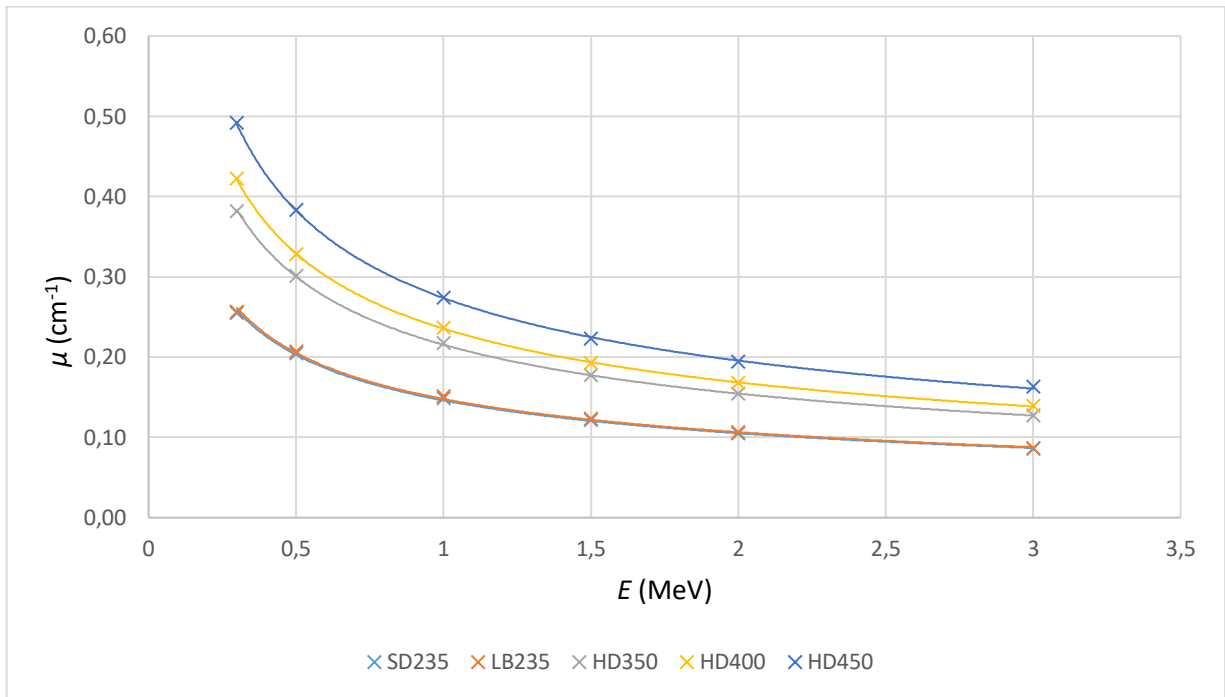
Polotloušťka materiálu, výpočet pro první řádek v Tab. 5.9

$$d_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\mu} = \frac{\ln(2)}{0,254} = 2,725 \text{ cm} \quad (5.12)$$

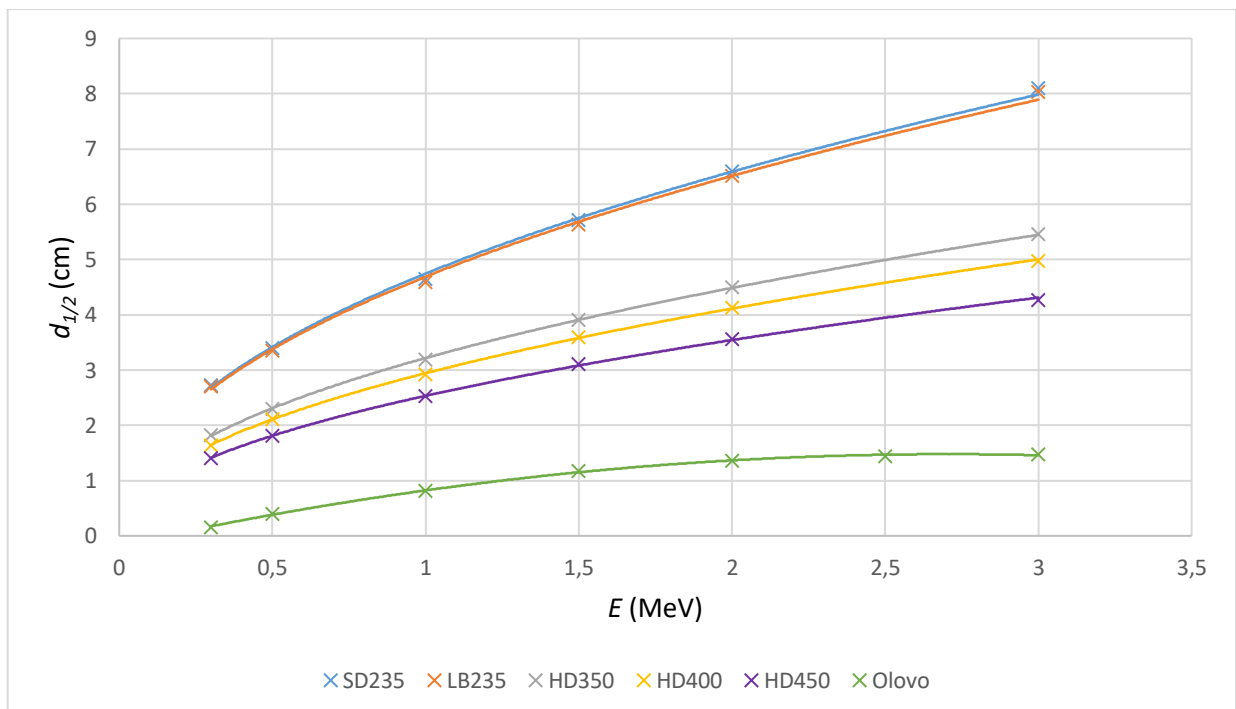
Tato hodnota ukazuje, v jaké tloušťce pro daný materiál a energii fotonů bude intenzita vstupujícího paprsku poloviční.

Tab. 5.10 Rovnice trendů pro výpočet polotloušťky materiálu z grafu na Obr. 5-16.

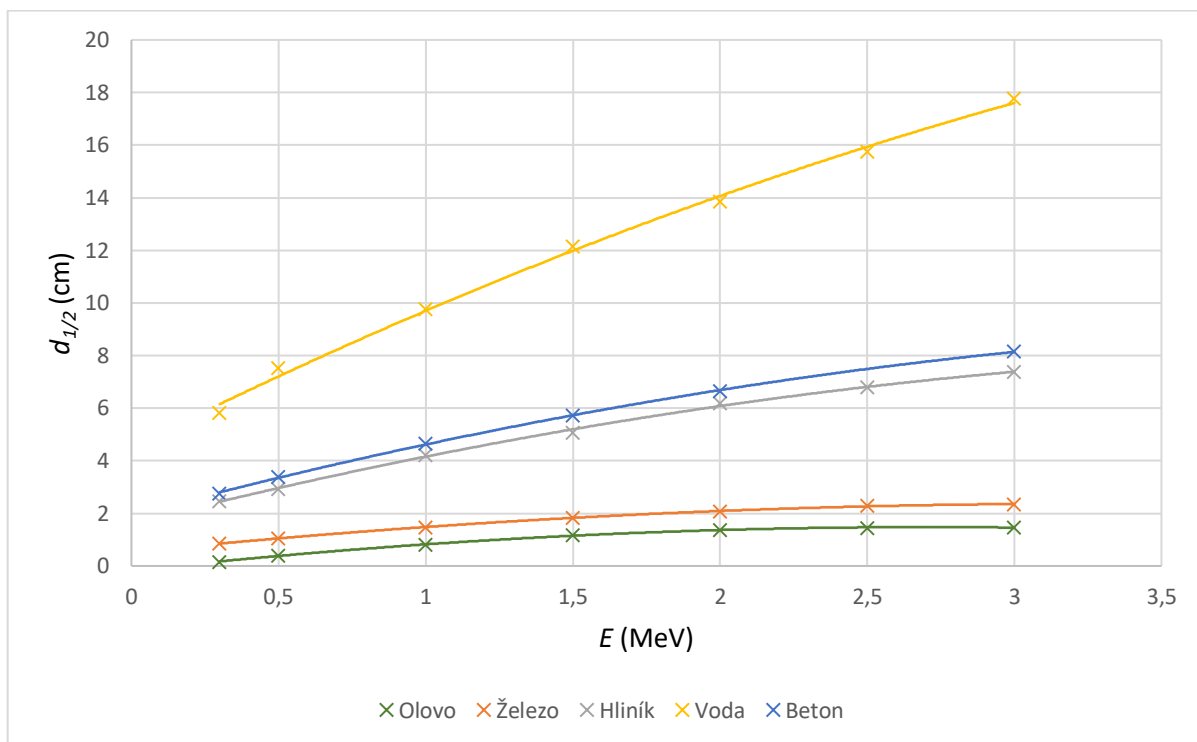
Materiál	Rovnice trendu
SD235	$y = 2,5334x^{0,4839}$
LB235	$y = 2,9436x^{0,4825}$
HD350	$y = 3,2183x^{0,4791}$
HD400	$y = 4,69x^{0,4736}$
HD450	$y = 4,7447x^{0,4739}$



Obr. 5-15 Závislost součinitele zeslabení materiálů MICo na energii gama záření



Obr. 5-16 Závislost polotloušťky materiálů MICo a olova na energii gama záření



Obr. 5-17 Polotloušťky běžných materiálů v závislosti na energii gama záření [42]

## 5.5 Měření vzrůstového faktoru

Vzrůstový faktor je popsán v kap. 3.1. Jeho měření je problematické z důvodu jeho závislosti na mnoha dalších faktorech. Vzrůstový faktor je veličina popisující vliv odražených fotonů uvnitř materiálu do detektoru, tedy zvyšuje intenzitu paprsku prostoupeného stínícím materiálem. Tento faktor závisí na energii fotonů, tloušťce stínícího materiálu, geometrii sestavy a hustotě materiálů. Vytvoření případných tabulek vzrůstových faktorů pro různé materiály je složité, protože naměřené hodnoty by platily pouze pro danou situaci.

V rámci této práce bylo provedeno měření vzorků materiálů MICo v uspořádání měřicí sestavy, jak lze vidět na Obr. 5-18.

Tab. 5.11 Naměřené a vypočítané hodnoty pro vzrůstový faktor při  $E=662 \text{ keV}$ ,  $tl.=20 \text{ cm}$

Materiál	$\rho \text{ (kg/m}^3\text{)}$	$E \text{ (keV)}$	čas (s)	$I_{0\_šG}$	$I_{šG}$	$\mu \text{ (cm}^{-1}\text{)}$	$B \text{ (-)}$
SD235	2350	662	1200	2,0167E+08	3,2547E+07	0,168	4,677
LB235	2350	662	1200	2,0167E+08	2,6574E+07	0,186	5,391
HD350	3500	662	1200	2,0167E+08	8,4630E+06	0,263	8,028
HD400	3850	662	1200	2,0167E+08	5,1880E+06	0,298	9,948
HD450	4500	662	1200	2,0167E+08	3,6159E+06	0,342	16,864

Kde:  $B$  Vzrůstový faktor (-)  
 $I_{0\_šG}$  Počet fotonů bez stínícího materiálu, svazek má špatnou geometrii (-)  
 $I_{šG}$  Počet fotonů se stínícím materiálem, svazek má špatnou geometrii (-)  
 $\mu$  Součinitel zeslabení – hodnoty jsou použity z Tab. 5.4

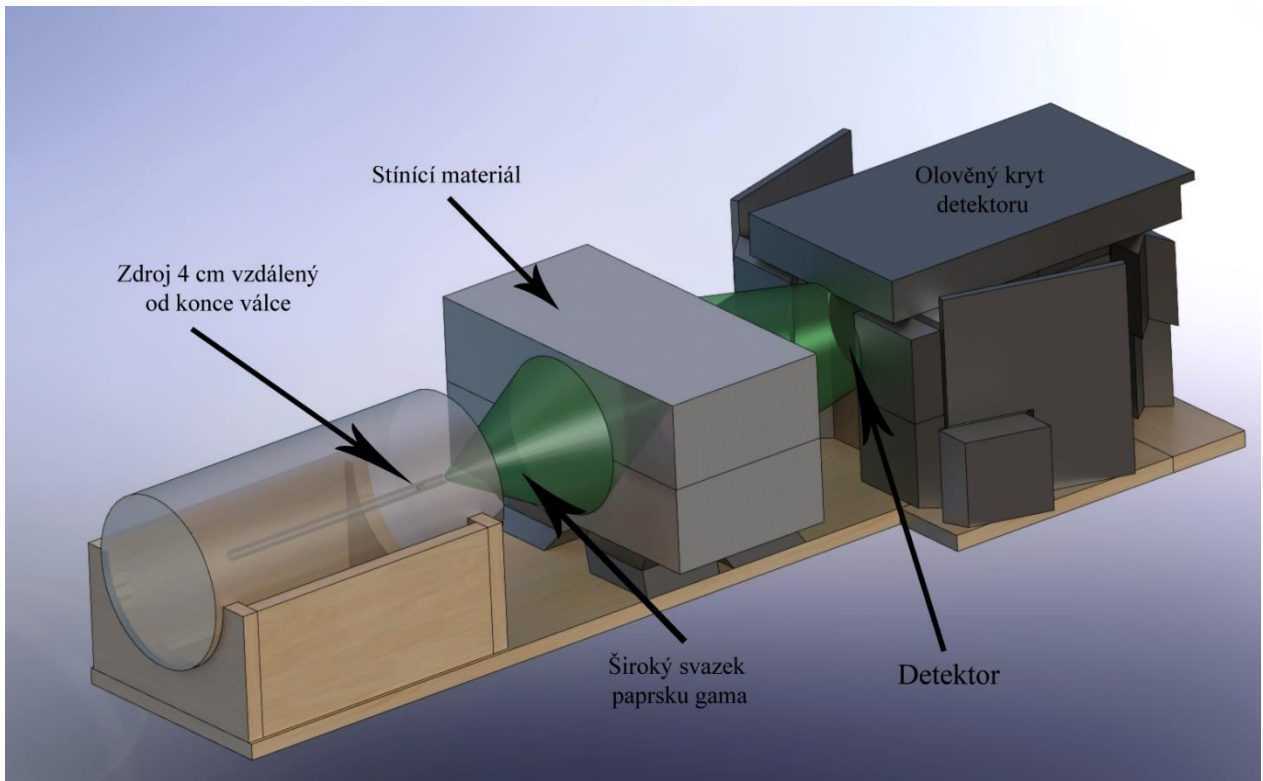


Výpočet vzrůstového faktoru byl proveden podle rov.(5.13)

$$B = \frac{I_{\text{šG}}}{I_{0_{\text{šG}}}} \cdot e^{\mu \cdot x} \quad (5.13)$$

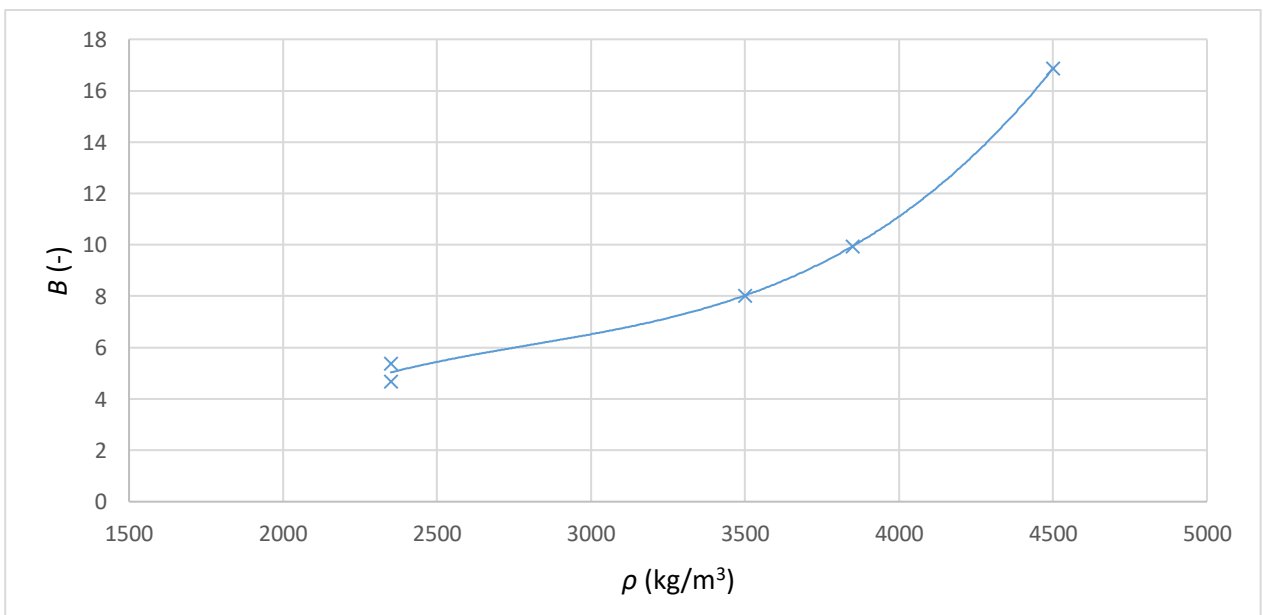
Dosazení do rov.(5.13) z Tab. 5.11 z prvního řádku

$$B = \frac{3,2547E + 07}{2,0167E + 08} \cdot e^{0,168 \cdot 20} = 4,677$$



Obr. 5-18 Pohled na měřící sestavu pro získání vzrůstového faktoru

Pozn. Vzdálenost válec-stínící mat. = 16 cm; vzdálenost stínící mat.-detektor = 21 cm



Obr. 5-19 Závislost vzrůstového faktoru na hustotě materiálů MICo

## 6 ZÁVĚR

V první kapitole této práce byla uvedena definice ionizujícího záření, principy vzniku ionizujícího záření, jeho vlastnosti a druhy. Základní rozdělení na záření alfa, beta a gama a neutronový tok. V této části byl podrobně uveden popis přechodů nestabilního jádra na jádro stabilní za doprovodu emise energie ve formě právě jednoho z druhů ionizujícího záření. Tento teoretický souhrn měl lépe ujasnit vznik ionizujícího záření a doplnit informace o tom, kde všude se můžeme s ionizujícím zářením setkat. Závěr této kapitoly doplňuje informace o dozimetrických veličinách, které jsou nezbytné pro celkové znalosti ionizujícího záření.

Druhá část se zabývá teorií stínění ionizujícího záření. Jsou zde vysvětleny základní pasivní principy ochrany, jako je čas a vzdálenost od zdroje IZ. Hlavní část se zabývá stíněním záření gama, které je nejpronikavější a jejímu odstínění se věnuje velký počet výzkumných zařízení. Kapitola vysvětluje základní veličiny, jako je součinitel zeslabení nebo vzrůstový faktor. Tyto veličiny jsou dále použity v praktické části této práce. Také se zde vysvětluje princip odstupňovaného a laminátového stínění, které by se v budoucnu mohlo využít k efektivnímu odstínění ionizujícího záření o nízké energii. Kapitola se dále věnuje principům stínění diskrétních elektronových zdrojů a stínění neutronových zdrojů. Tyto dvě části jsou popsány pouze zevrubně, jelikož se jimi tato práce dále nevěnuje.

Ve třetí kapitole jsou uvedeny nové trendy ve stínění ionizujícího záření, a to zejména stínění záření gama. Nový trend je dozajista nahradit olovo, coby klasický materiál pro stínění IZ. Snahou je najít materiál zdravotně nezávadný, snadno dostupný a s dobrými materiálními vlastnostmi, jako je vysoký součinitel zeslabení, malá hmotnost vzniklého stínění a zpracovatelnost do požadovaných stínících tvarů. Jako perspektivní se jeví vývoj tellurových a bismut-baryových skel. Dále různé materiálové struktury na bázi wolframu, bismutu či uhlohydrátů mohou posloužit jako lehčí a netoxické náhrady za olovo. Ve světě však probíhají i studie využívající průmyslový odpad, jako materiál pro stínění ionizujícího záření. Příkladem může být použití červeného kalu, tedy odpadního produktu při výrobě hliníku. Tento materiál obsahuje vysoké množství železa a titanu, tedy prvky, které lze použít při stínění ionizujícího záření. Červený kal lze zpracovat do podoby keramik o různých tvarech. Tyto materiály jsou však stále předmětem výzkumu.

Poslední kapitola se celá věnuje výzkumu vlastností stínících materiálů. Nejprve jsou uvedeny referenční hodnoty součinitele zeslabení základních stínících materiálů, které byly použity k určení přesnosti měření navržené měřicí platformy. Dále jsou popsány jednotlivé části měřicí platformy a její parametry. V jádru tohoto dokumentu jsou pro lepší názornost uvedeny modely jednotlivých částí platformy, např. Obr. 5-6. Reálné fotografie měřicí platformy jsou uvedeny v příloze A. 1. Následovalo testovací měření klasických stínících materiálů, jako např. olovo či měď. Z Tab. 5.3 souhrnných výsledků lze vidět, že měření lze díky velikosti standardní rozšířené nejistoty provádět s přesností na 3 desetinná místa. Vyšší přesnost by byla zajištěna delším časem měření. Relativní odchylka výsledků součinitelů zeslabení oproti referenčním hodnotám vyšla maximálně 4,55 %, což je stále ještě přijatelná odchylka.

Následovalo měření obdržených stínících materiálů od firmy MICo, spol. s r.o. Měření probíhalo stejným postupem, jako u testovacích materiálů. Výsledné hodnoty jsou uvedeny v Tab. 5.4. Průběhy součinitelů zeslabení v závislosti na energii jsou vidět na Obr. 5-11. Všech 5 materiálů mají podobný tvar křivky, jsou od sebe pouze odsazeny podle toho, jak účinně stíní ionizující záření.

Naměřené hodnoty bylo zapotřebí porovnat s jinou metodou získání dat. Tím se stala simulace měření v programu MCNP6. Na začátku kap. 5.4 je tento simulační program popsán a vysvětlen princip, na jakém program funguje. Následně byl vytvořen kód obsahující zjednodušenou geometrii měřící platformy, definici zdroje. Příklad tohoto kódu je uveden v příloze C. Lze také definovat vlastnosti a složení stínících materiálů. Pro tento účel byly použity vypočítané hodnoty z Tab. 5.6. U stínících materiálů se předpokládá, že jednotlivé atomy tvořící tyto materiály jsou homogenně rozprostřeny. U reálných materiálů v podobě cihel tomu tak není. Atomy jsou uspořádány ve sloučeninách a ani tyto sloučeniny nejsou homogenně rozmístěny uvnitř stínící cihle. Stínící materiály jsou složeny z betonu a různých příměsí, jako např. železo v podobě peciček. Je pravděpodobné, že při tuhnutí betonu stínících cihel klesly kovové příměsi na dno formy a způsobily nehomogenitu materiálu. Tento jev mohl způsobit odchylky mezi naměřenými a simulovanými hodnotami součinitele zeslabení. Další faktor způsobující nepřesnost je počet simulovaných částic. Každá simulace generovala  $10^7$  částic ze simulovaného zdroje. Z Obr. 5-13 a Obr. 5-14 spekter simulovaných v programu MCNP6 je vidět nesouvisle vyhlazená křivka spektra způsobená malým počtem zaznamenaných částic v detektoru. Vyšší počet částic např.  $10^9$  by exponenciálně zvýšil trvání výpočtu simulace a měření by se stalo časově nezvládnutelné.

Výsledky ze simulací jsou uvedeny v Tab. 5.8. U relativních odchylek jsou použity jako referenční hodnoty součinitele zeslabení naměřené hodnoty. Tyto odchylky jsou u některých hodnot vyšší, než byla naše cílová přesnost, tedy  $\pm 5\%$ . Tento výsledek však neznamená, že postup při vytváření simulace a hodnoty z ní jsou špatné, ale spíše poukazuje na rozdíl mezi reálnou měřenou situací a situací simulovanou. Konečným výsledkem simulací jsou grafy na Obr. 5-15 a Obr. 5-16. Zde jsou uvedeny součinitelé zeslabení pro MICO materiály v závislosti na energii v rozmezí (0,3-3 MeV). Druhý graf ukazuje závislost polotloušťky materiálů v závislosti na stejném rozmezí energie gama záření.

V poslední praktické části této práce je uvedeno měření vzrůstového faktoru popsaném v kap. 3.1. V tomto měření se vyhodnocovalo celé spektrum naměřené detektorem, a tudíž nebylo provedeno fitování. Výsledné hodnoty vzrůstového faktoru jsou uvedeny v Tab. 5.11 a vyneseny v závislosti na hustotě materiálu v Obr. 5-19. Podle výsledné křivky lze konstatovat, že faktor hromadění stoupá spolu se vzrůstající hustotou materiálu.

Podle výsledků měření a simulací lze konstatovat, že materiál HD450 dosahuje nejvyšších hodnot součinitele zeslabení, a má tedy ze všech pěti materiálů nejlepší schopnost útlumu záření gama. Zároveň však měření ukázalo, že tento materiál má nejvyšší hodnotu vzrůstového faktoru. Materiály HD350-450 se podle prvkového složení Tab. 5.6. liší pouze koncentrací železa. Materiály LB235 a SD235 mají téměř stejné stínící vlastnosti, křivky součinitele zeslabení na Obr. 5-15 se překrývají. Materiály LB-SD235 obsahují vyšší množství křemíku, vápníku a hořčíku, což jsou prvky s horšími stínícími vlastnostmi, než např. železo. Tyto materiály neobsahují olovo, a tudíž nejsou zdravotně závadné. Nicméně podle Obr. 5-16 jsou tyto materiály méně účinné než olovo.

## POUŽITÁ LITERATURA

- [1] ATTIX, Frank H. *Introduction to radiological physics and radiation dosimetry*. New York: Wiley, 1986. ISBN 978-047-1011-460.
- [2] BORN, Max, R. J. BLIN-STOYLE a J. M. RADCLIFFE. *Atomic physics*. New York: Dover Publications, 1969. ISBN 978-0486659848.
- [3] CEMBER, Herman a Thomas E. JOHNSON. *Introduction to health physics*. 4th ed. New York: McGraw-Hill Medical, 2009. ISBN 978-007-1423-083.
- [4] *CONCEPTS OF NUCLEAR PHYSICS*. 1st. Europe: McGraw-Hill Education, 1974. ISBN 978-0070992498.
- [5] *The Atomic Nucleus*. 1st. New York: Krieger Publishing Company, 2003. ISBN 9780758184115.
- [6] GLASSTONE, Samuel. *Sourcebook on atomic energy*. 3d ed. Huntington, N.Y.: Krieger Pub. Co., 1967. ISBN 978-0882758985.
- [7] *Fyzika v moderním lékařství: Záření gama* [online]. Praha, b.r. [cit. 2020-01-25]. Dostupné z: <http://cz7asm.wz.cz/fyz/index.php?page=zargam>
- [8] LAPP, R.E. *Nuclear Radiation Physics*. 4th Edition. Englewood Cliffs: Prentice-Hall, 1972.
- [9] KNOLL, Glenn F. *Radiation detection and measurement*. 4th ed. Hoboken, N.J.: John Wiley, 2010. ISBN 978-0470131480.
- [10] LAMARSH, John R. a Anthony John BARATTA. *Introduction to nuclear engineering*. 3rd ed. Upper Saddle River, N.J.: Prentice Hall, 2001. ISBN 02-018-2498-1.
- [11] ŠEDA, J. *Dozimetrie ionizujícího záření*. První vydání. Praha: SNTL, 1983.
- [12] ČR. *Vyhláška Státního úřadu pro jadernou bezpečnost*. In: . Praha: SÚJB, 2002, 307/2002 Sb. Dostupné také z: [https://www.sujb.cz/fileadmin/sujb/docs/legislativa/vyhlasky/307\\_po\\_novele.pdf](https://www.sujb.cz/fileadmin/sujb/docs/legislativa/vyhlasky/307_po_novele.pdf)
- [13] CHILTON, Arthur B., J. Kenneth SHULTIS a Richard E. FAW. *Principles of radiation shielding*. Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, 1984. ISBN 978-0137099078.
- [14] *Structural shielding design for medical X-ray imaging facilities*. Bethesda, MD: National Council on Radiation Protection and Measurement, 2004. ISBN 978-0929600833.
- [15] TURNER, J. E. *Atoms, radiation, and radiation protection*. 3rd completely rev. and enl. ed. Weinheim: Wiley-VCH, 2007. ISBN 978-3527406067.

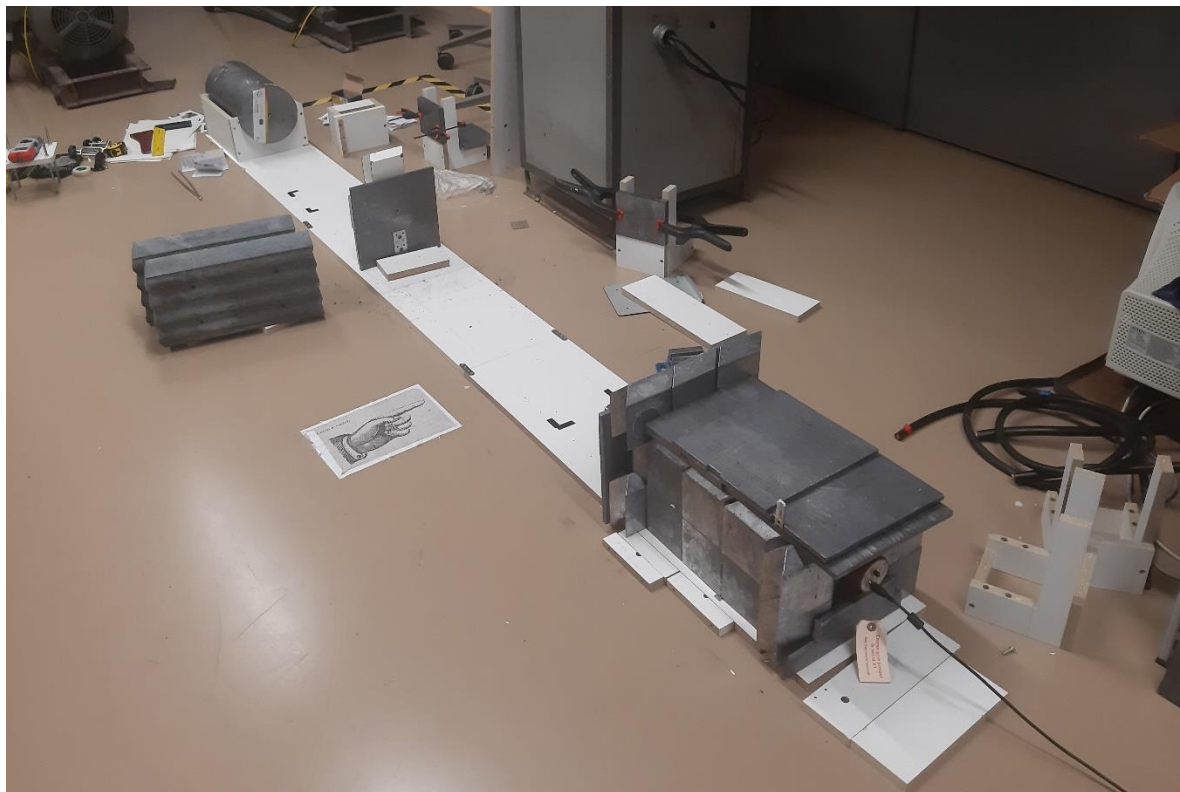
- [16] *Radiation protection and dosimetry: an introduction to health physics*. New York: Springer, 2007. ISBN 978-0-387-49982-6.
- [17] SMITH, H., ed. *Annals of the ICRP: Optimization and decision-making in radiological protection*. 1st. Europe: ICRP, 1989. ISBN 0-08-037388-7.
- [18] ULLMANN, Vojtěch. *Jaderná a radiační fyzika: Ionizující záření. Astronuklfyzika* [online]. Ostrava-Poruba: RNDr. Vojtěch Ullmann, b.r. [cit. 2020-01-02]. Dostupné z: <http://astronuklfyzika.cz/JadRadFyzika6.htm>
- [19] ZEMAN, Jaroslav. *Reaktorová fyzika I*. Vyd. 2. přeprac. Praha: Vydavatelství ČVUT, 1999. ISBN 80-01-01933-0.
- [20] Cross-Sections. *University of cambridge* [online]. England: University of Cambridge, 2004 [cit. 2020-01-02]. Dostupné z: [https://www.doitpoms.ac.uk/tlplib/nuclear\\_materials/cross\\_section.php](https://www.doitpoms.ac.uk/tlplib/nuclear_materials/cross_section.php)
- [21] *Conventional and new lead-free radiation shielding materials for radiation protection in nuclear medicine: A review*. Gelugor, 2019. Odborná práce. Universiti Sains Malaysia.
- [22] MANN, H.S. a G.S BRAR. *Gamma-ray shielding effectiveness of novel light-weight clay-flyash bricks* [online]. 2016 [cit. 2020-04-23]. Dostupné z: <https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2016.06.013>. Odborná práce.
- [23] YU, C. a J. LIN. *Environmental exposure to lead and progression of chronic renal diseases : a four-year prospective longitudinal study* [online]. 2015 [cit. 2020-04-23]. Dostupné z: <https://doi.org/10.1097/01.ASN.0000118529.01681.4F>. Zehtabian, M., et al., 2015. Design of light multi-layered shields for use in diagnostic radiology and nuclear medicine via MCNP5 Monte Carlo code. *Iran. J. Med. Phys.* 12 (3), 223–229
- [24] KUMAR, A. *Gamma ray shielding properties of PbO-Li<sub>2</sub>O- B<sub>2</sub>O<sub>3</sub> glasses* [online]. 2017 [cit. 2020-04-23]. Dostupné z: <https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2017.03.023>
- [25] CHANTHIMA, N. *Study on interaction of Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, PbO and BaO in silicate glass system at 662 keV for development of gamma-rays shielding materials: Progress in Nuclear Science and Technology I* [online]. 2011 [cit. 2020-04-23]. Dostupné z: <https://doi.org/10.15669/pnst.1.106>
- [26] KAUNDAL, R.S. *Comparative study of radiation shielding parameters for bismuth borate glasses* [online]. 2016 [cit. 2020-04-23]. Dostupné z: <https://doi.org/10.1590/1980-5373-MR-2016-0040>
- [27] SINGH, V.P. *Evaluation of gamma-ray exposure buildup factors and neutron shielding for bismuth borosilicate glasses* [online]. 2013 [cit. 2020-04-23]. Dostupné z: <https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2013.12.029>
- [28] ERSUNDU, A.E. *The heavy metal oxide glasses within the WO<sub>3</sub>-MoO<sub>3</sub>-TeO<sub>2</sub> system to investigate the shielding properties of radiation applications* [online]. 2017 [cit. 2020-04-23]. Dostupné z: <https://doi.org/10.1016/j.pnucene.2017.10.008>

- [29] AMBIKA, M.R. a N. NAGAI AH. *Role of bismuth oxide as a reinforcer on gamma shielding ability of unsaturated polyester based polymer composites* [online]. 2017 [cit. 2020-04-23]. Dostupné z: <https://doi.org/10.1002/app.44657>
- [30] ATASHI, P. *Efficient, flexible and lead-free composite based on room temperature vulcanizing silicone rubber/W/Bi 2 O 3 for gamma ray shielding application* [online]. 2018 [cit. 2020-04-23]. Dostupné z: <https://link.springer.com/article/10.1007%2Fs10854-018-9344-1>
- [31] ZHONG, W.H. *Cosmic radiation shielding tests for UHMWPE fiber/nanoepoxy composites* [online]. 2009 [cit. 2020-04-23]. Dostupné z: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0266353808004090?via%3Dihub>
- [32] KEDDY, R.J. *Carbohydrate based materials for gamma radiation shielding* [online]. 2015 [cit. 2020-04-23]. Dostupné z: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/611/1/012015>
- [33] ŞAKAR, B.C. *Leaded Brass Alloys for Gamma-Ray Shielding applications* [online]. 2019 [cit. 2020-04-23]. Dostupné z: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0969806X18308764?via%3Dihub>
- [34] X-Ray Mass Attenuation Coefficients. *Physical Measurement Laboratory* [online]. USA: NIST, b.r. [cit. 2020-04-27]. Dostupné z: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/tab3.html>
- [35] *Radiation and Your Health: Radioisotope Brief: Cesium-137 (Cs-137)* [online]. Atlanta, Buford: National Center for Environmental Health, 2018 [cit. 2020-04-29]. Dostupné z: <https://www.cdc.gov/nceh/>
- [36] *Radiobiologie: ZDROJE IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ VYUŽÍVANÉ VE ZDRAVOTNICTVÍ* [online]. ČR, b.r. [cit. 2020-04-29]. Dostupné z: <http://fbmi.sirdik.org/literatura.html>
- [37] *SCINTILAČNÍ DEKEKTORY* [online]. České Budějovice, 2002 [cit. 2020-05-17]. Dostupné z: <http://www.pf.jcu.cz/stru/katedry/fyzika/prof/Svadlenkova/Scintilacni%20detektory.pdf>. Jihočeská universita. Vedoucí práce Vladimír Krejčí.
- [38] *Encyklopedie fyziky: Fotonásobič* [online]. b.r. [cit. 2020-05-17]. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/747-fotonasobic>
- [39] *Effect of finite sample dimensions and total scatter acceptance angle on the gamma ray buildup factor* [online]. Indie, 2008 [cit. 2020-05-18]. Dostupné z: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0306454908002302>. Odborná práce. Punjabi University. Vedoucí práce Sukhpal Singh.
- [40] *Why the Monte Carlo method is so important today* [online]. 2014 [cit. 2020-05-22]. Dostupné z: [https://cs.fit.edu/~ryan/cse1002/reading/mc\\_wics1314.pdf](https://cs.fit.edu/~ryan/cse1002/reading/mc_wics1314.pdf). Odborná práce. Vedoucí práce Dirk P. Kroese.

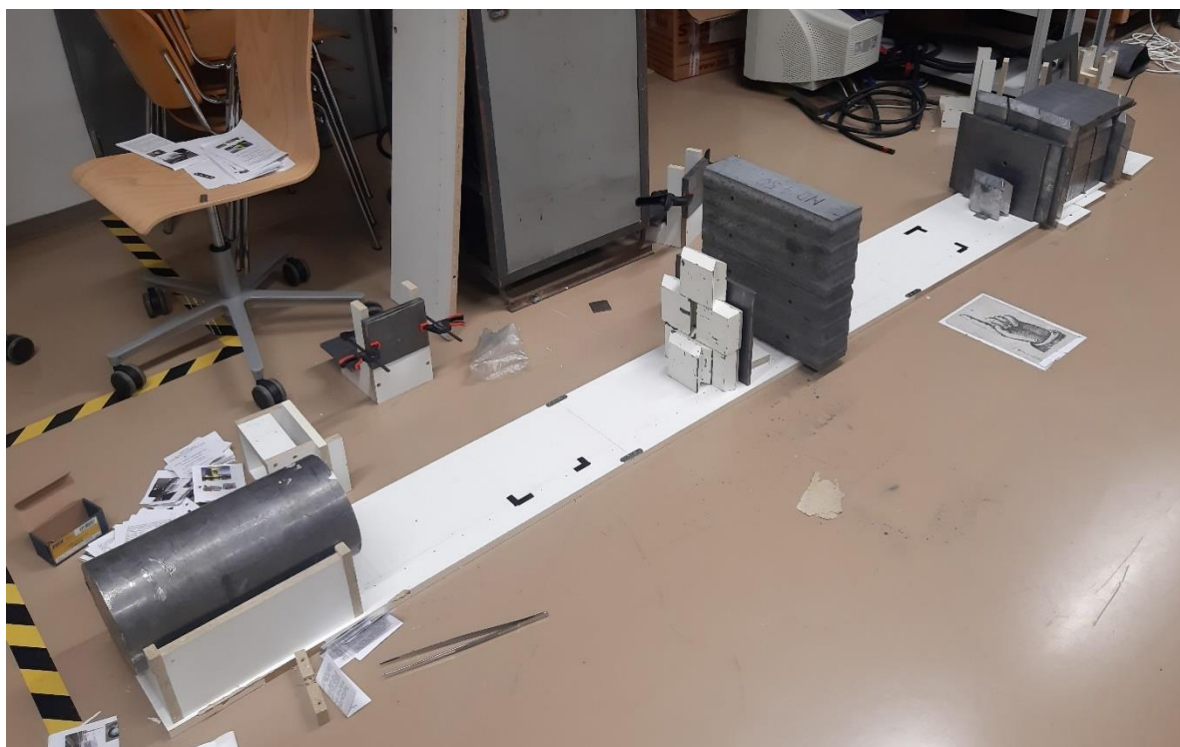
- [41] *MCNP6: Monte Carlo Methods, Codes, & Applications Group* [online]. Nové Mexico: Los Alamos National Laboratory, b.r. [cit. 2020-05-22]. Dostupné z: <https://mcnp.lanl.gov/>
- [42] *RADIATION PROTECTION* [online]. USA, 2005 [cit. 2020-05-26]. Dostupné z: [http://webfiles.ehs.ufl.edu/rssc\\_stdy\\_chp\\_3.pdf](http://webfiles.ehs.ufl.edu/rssc_stdy_chp_3.pdf). UNIVERSITY OF FLORIDA.

## 7 PŘÍLOHY

### 7.1 Příloha A



A. 1 Pohled na měřicí platformu zepředu

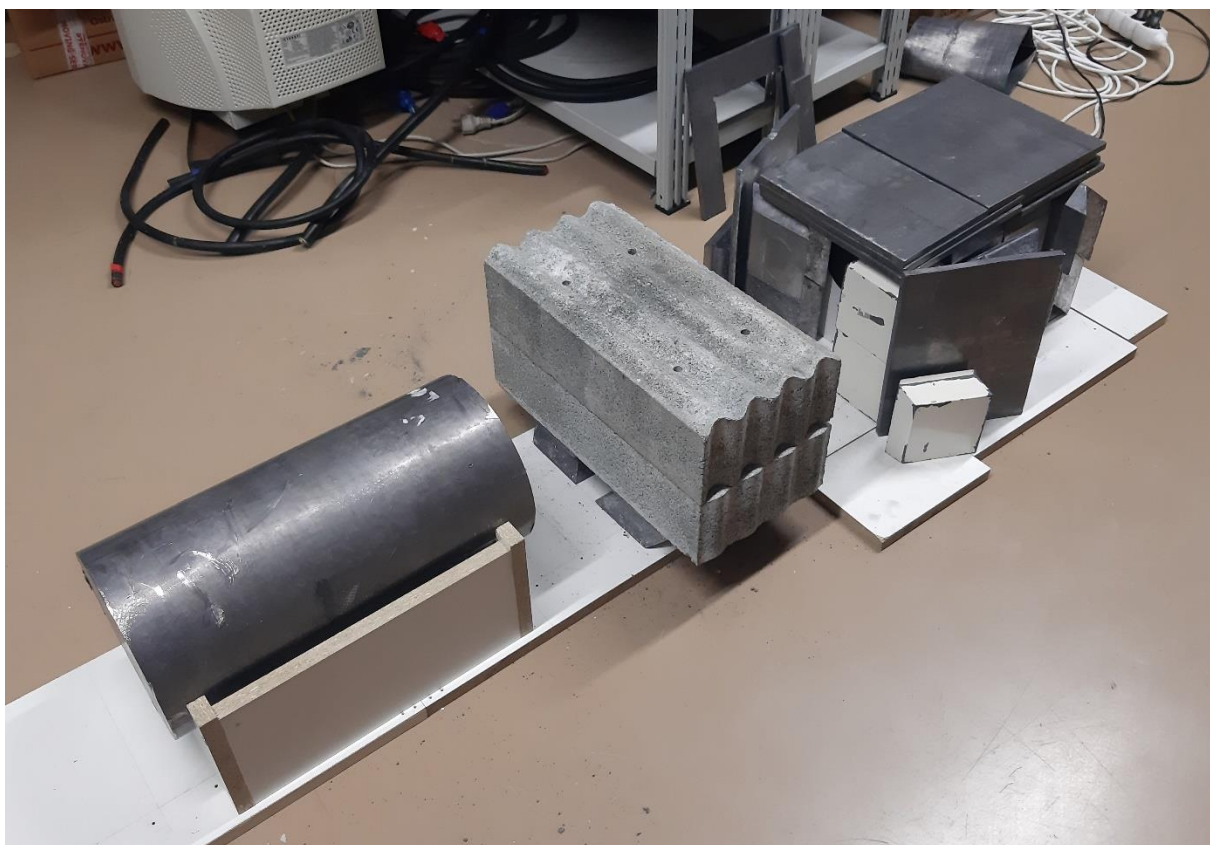


A. 2 Pohled na měřicí platformu zezadu

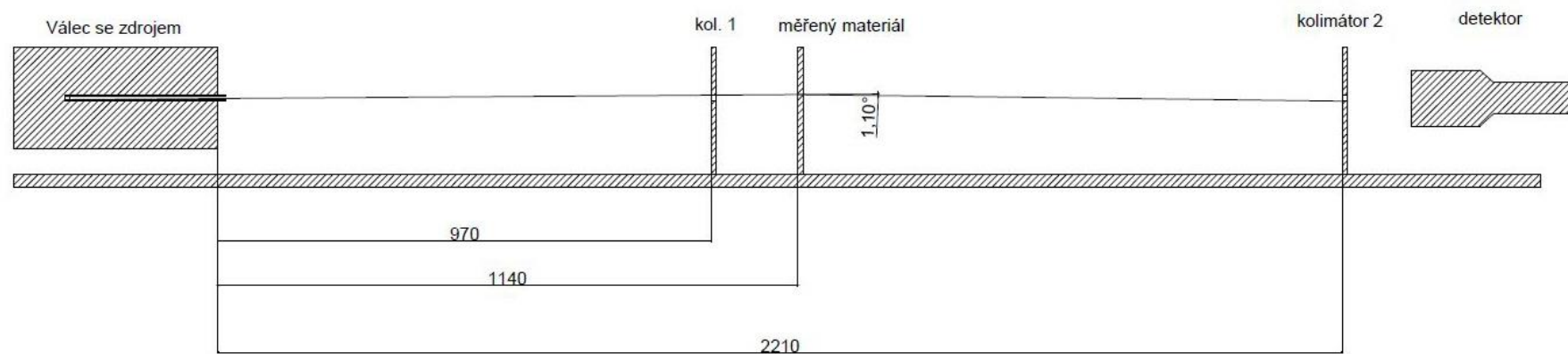




A. 3 Stínící materiál HD450 od MICO, spol. s r.o.



A. 4 Uspořádání měření pro získání vzrůstového faktoru



A. 5 Řez měřicí platformou s vyznačeným úhlem rozptylu

## 7.2 Příloha B

Pozn. Výpočty pro tab. B. 1 až B. 9 čteně popisků jsou uvedeny v kap. 5.2.2.

B. 1 Naměřené hodnoty Olova, Co-60(1170, 1330 keV) Cs-137(662 keV) tl. = 1 cm

pořadí	E (keV)	doba měření (s)	$I_0$	nejistota plochy $I_0$ (%)	$I$	nejistota plochy $I$ (%)	$\mu$ (cm <sup>-1</sup> )
1	1170	1200	120031	0,4	59031	0,6	0,710
2	1170	1200	119643	0,4	58348	0,6	0,718
3	1170	1200	119072	0,4	59159	0,6	0,699
4	1170	1200	120900	0,4	58934	0,6	0,719
5	1170	1200	120444	0,4	59761	0,6	0,701
6	1170	1200	119795	0,4	59967	0,6	0,692
7	1170	1200	121184	0,4	59853	0,6	0,705
<b>průměr</b>			120153	0,4	59293	0,6	0,706
					$\delta$ (%)	$U_{\mu 1}$ (cm <sup>-1</sup> )	$U_{\mu 2}$ (cm <sup>-1</sup> )
					1,34	0,011	0,030
1	1330	1200	122904	0,4	62484	0,6	0,676
2	1330	1200	123042	0,4	63555	0,6	0,661
3	1330	1200	122620	0,4	63420	0,6	0,659
4	1330	1200	123400	0,4	63190	0,6	0,669
5	1330	1200	122606	0,4	63862	0,6	0,652
6	1330	1200	122322	0,4	63629	0,6	0,654
7	1330	1200	122512	0,4	62807	0,6	0,668
<b>průměr</b>			122772	0,4	63278	0,6	0,663
					$\delta$ (%)	$U_{\mu 1}$ (cm <sup>-1</sup> )	$U_{\mu 2}$ (cm <sup>-1</sup> )
					-3,20	0,011	0,027
1	662	1800	360502	0,1	106491	0,3	1,219
2	662	1800	359340	0,1	107023	0,3	1,211
3	662	1200	361762	0,2	106866	0,3	1,219
4	662	1200	540488	0,2	159121	0,3	1,223
5	662	1200	540037	0,2	159578	0,3	1,219
<b>průměr</b>			432426	0,16	127816	0,3	1,218
					$\delta$ (%)	$U_{\mu 1}$ (cm <sup>-1</sup> )	$U_{\mu 2}$ (cm <sup>-1</sup> )
					3,19	0,003	0,013

## B. 2 Naměřené hodnoty hliníku, Co-60(1170, 1330 keV) Cs-137(662 keV) tl.= 1,5 cm

pořadí	E (keV)	čas (s) měření	$I_0$	nejistota plochy $I_0$ (%)	$I$	nejistota plochy I (%)	$\mu$ (cm <sup>-1</sup> )
1	1170	1800	160098	0,3	127509	0,4	0,152
2	1170	1800	160340	0,3	128295	0,4	0,149
3	1170	1800	160181	0,3	127732	0,4	0,151
4	1170	1800	161589	0,3	128460	0,4	0,153
5	1170	1800	161645	0,3	128123	0,4	0,155
<b>průměr</b>			160771	0,3	128024	0,4	0,152
					$\delta$ (%)	$U_{\mu 1}$ (cm <sup>-1</sup> )	$U_{\mu 2}$ (cm <sup>-1</sup> )
					0,84	0,012	0,007
1	1330	1800	163798	0,3	131809	0,4	0,145
2	1330	1800	163890	0,3	132097	0,4	0,144
3	1330	1800	164245	0,3	133455	0,4	0,138
4	1330	1800	163569	0,3	132213	0,4	0,142
5	1330	1800	165086	0,3	130887	0,4	0,155
<b>průměr</b>			164118	0,3	132092	0,4	0,145
					$\delta$ (%)	$U_{\mu 1}$ (cm <sup>-1</sup> )	$U_{\mu 2}$ (cm <sup>-1</sup> )
					-0,86	0,012	0,018
1	662	1200	379294	0,2	284673	0,2	0,191
2	662	1200	379633	0,2	285200	0,2	0,191
3	662	1200	377556	0,2	284414	0,2	0,189
4	662	1200	379599	0,2	284069	0,2	0,193
5	662	1200	381172	0,2	283963	0,2	0,196
<b>průměr</b>			379451	0,2	284464	0,2	0,192
					$\delta$ (%)	$U_{\mu 1}$ (cm <sup>-1</sup> )	$U_{\mu 2}$ (cm <sup>-1</sup> )
					4,55	0,006	0,008

## B. 3 Naměřené hodnoty mědi, Co-60(1170, 1330 keV) Cs-137(662 keV) tl. = 1,05 cm

pořadí	E (keV)	čas (s) měření	$I_0$	nejistota plochy $I_0$ (%)	$I$	nejistota plochy I (%)	$\mu$ (cm <sup>-1</sup> )
1	1170	1800	154428	0,3	93355	0,5	0,479
2	1170	1800	154845	0,3	92822	0,5	0,487
3	1170	1800	155079	0,3	92295	0,5	0,494
4	1170	1800	153155	0,3	92016	0,5	0,485
5	1170	1800	155173	0,3	93520	0,5	0,482
<b>průměr</b>			154536	0,3	92802	0,5	0,486
					$\delta$ (%)	$U_{\mu 1}$ (cm <sup>-1</sup> )	$U_{\mu 2}$ (cm <sup>-1</sup> )
					-0,26	0,011	0,017
1	1330	1800	156557	0,3	96937	0,5	0,457
2	1330	1800	158417	0,3	97210	0,5	0,465
3	1330	1800	158539	0,3	96605	0,5	0,472
4	1330	1800	157200	0,3	96490	0,5	0,465
5	1330	1800	157407	0,3	96339	0,5	0,468
<b>průměr</b>			157624	0,3	96716	0,5	0,465
					$\delta$ (%)	$U_{\mu 1}$ (cm <sup>-1</sup> )	$U_{\mu 2}$ (cm <sup>-1</sup> )
					1,96	0,011	0,017
1	662	1200	379665	0,2	198384	0,2	0,618
2	662	1200	379893	0,2	196605	0,2	0,627
3	662	1200	378785	0,2	197294	0,2	0,621
<b>průměr</b>			379448	0,2	197428	0,2	0,622
					$\delta$ (%)	$U_{\mu 1}$ (cm <sup>-1</sup> )	$U_{\mu 2}$ (cm <sup>-1</sup> )
					4,12	0,004	0,014

## B. 4 Naměřené hodnoty grafitu, Co-60(1170, 1330 keV) Cs-137(662 keV) tl. = 4,2 cm

pořadí	E (keV)	čas (s) měření	$I_0$	nejistota plochy $I_0$ (%)	$I$	nejistota plochy I (%)	$\mu$ (cm <sup>-1</sup> )
1	1170	1800	155041	0,3	98733	0,4	0,107
2	1170	1800	155606	0,3	99224	0,4	0,107
3	1170	1800	154087	0,3	99432	0,4	0,104
4	1170	1800	163157	0,3	105049	0,4	0,105
5	1170	1800	161385	0,3	103737	0,4	0,105
<b>průměr</b>			157855	0,3	101235	0,4	0,106
					$\delta$ (%)	$U_{\mu 1}$ (cm <sup>-1</sup> )	$U_{\mu 2}$ (cm <sup>-1</sup> )
					-0,22	0,010	0,001
1	1330	1800	156972	0,3	103643	0,4	0,099
2	1330	1800	158296	0,3	102844	0,4	0,103
3	1330	1800	157879	0,3	102754	0,4	0,102
4	1330	1800	165856	0,3	108160	0,4	0,102
5	1330	1800	163452	0,3	106337	0,4	0,102
<b>průměr</b>			160491	0,3	104748	0,4	0,102
					$\delta$ (%)	$U_{\mu 1}$ (cm <sup>-1</sup> )	$U_{\mu 2}$ (cm <sup>-1</sup> )
					2,10	0,010	0,005

## B. 5 Naměřené hodnoty pro SD235, tl.=10 cm

pořadí	E (keV)	doba měření (s)	$I_0$	nejistota plochy $I_0$ (%)	$I$	nejistota plochy $I$ (%)	$\mu$ (cm <sup>-1</sup> )	
1	1170	1800	175719	0,30	42783	0,70	0,141	$U_{\mu 1}$ (cm <sup>-1</sup> )
2	1170	1800	176964	0,30	43678	0,70	0,140	0,006
3	1170	1800	175055	0,30	42176	0,70	0,142	$U_{\mu 2}$ (cm <sup>-1</sup> )
		průměr:	175913	0,30	42879	0,70	0,141	0,004
1	1330	1800	180030	0,30	46972	0,70	0,134	$U_{\mu 1}$ (cm <sup>-1</sup> )
2	1330	1800	179474	0,30	46194	0,70	0,136	0,006
3	1330	1800	179549	0,30	47153	0,70	0,134	$U_{\mu 2}$ (cm <sup>-1</sup> )
		průměr:	179684	0,30	46773	0,70	0,135	0,003
1	662	1800	493425	0,10	91323	0,40	0,169	$U_{\mu 1}$ (cm <sup>-1</sup> )
2	662	1800	492064	0,10	91319	0,40	0,168	0,002
3	662	1800	546004	0,10	101901	0,40	0,168	$U_{\mu 2}$ (cm <sup>-1</sup> )
		průměr:	510498	0,10	94848	0,40	0,168	0,001

## B. 6 Naměřené hodnoty pro LB235, tl.=10 cm

pořadí	E (keV)	doba měření (s)	$I_0$	nejistota plochy $I_0$ (%)	$I$	nejistota plochy $I$ (%)	$\mu$ (cm <sup>-1</sup> )	
1	1170	1800	152753	0,30	38160	0,80	0,139	$U_{\mu 1}$ (cm <sup>-1</sup> )
2	1170	1800	152681	0,30	36411	0,80	0,143	0,006
3	1170	1800	153132	0,30	37565	0,80	0,141	$U_{\mu 2}$ (cm <sup>-1</sup> )
		průměr:	152855	0,30	37379	0,80	0,141	0,007
1	1330	1800	156573	0,30	40127	0,70	0,136	$U_{\mu 1}$ (cm <sup>-1</sup> )
2	1330	1800	154514	0,30	40217	0,70	0,135	0,006
3	1330	1800	156770	0,30	40315	0,70	0,136	$U_{\mu 2}$ (cm <sup>-1</sup> )
		průměr:	155952	0,30	40220	0,70	0,136	0,002
1	662	1800	543008	0,10	84768	0,40	0,186	$U_{\mu 1}$ (cm <sup>-1</sup> )
2	662	1800	544070	0,10	85182	0,40	0,185	0,000
		průměr:	543539	0,10	84975	0,40	0,186	$U_{\mu 2}$ (cm <sup>-1</sup> )
								0,001

## B. 7 Naměřené hodnoty pro HD350, tl.=10 cm

pořadí	E (keV)	doba měření (s)	$I_0$	nejistota plochy $I_0$ (%)	$I$	nejistota plochy $I$ (%)	$\mu$ (cm <sup>-1</sup> )	
1	1170	1800	154025	0,30	20407	1,10	0,202	$U_{\mu 1}$ (cm <sup>-1</sup> )
2	1170	1800	151063	0,30	19731	1,10	0,204	0,005
3	1170	1800	151528	0,30	21460	1,10	0,195	$U_{\mu 2}$ (cm <sup>-1</sup> )
		průměr:	152205	0,30	20533	1,10	0,200	0,013
1	1330	1800	155661	0,30	23124	1,10	0,191	$U_{\mu 1}$ (cm <sup>-1</sup> )
2	1330	1800	155656	0,30	22692	1,10	0,193	0,005
3	1330	1800	155474	0,30	23753	1,10	0,188	$U_{\mu 2}$ (cm <sup>-1</sup> )
		průměr:	155597	0,30	23190	1,10	0,190	0,007
1	662	1800	541849	0,10	39707	0,70	0,261	$U_{\mu 1}$ (cm <sup>-1</sup> )
2	662	1800	561681	0,10	39871	0,70	0,265	0,002
3	662	1800	559787	0,10	40669	0,70	0,262	$U_{\mu 2}$ (cm <sup>-1</sup> )
		průměr:	554439	0,10	40082	0,70	0,263	0,005

## B. 8 Naměřené hodnoty pro HD400, tl. = 10 cm

pořadí	$E$ (keV)	doba měření (s)	$I_0$	nejistota plochy $I_0$ (%)	$I$	nejistota plochy $I$ (%)	$\mu$ (cm <sup>-1</sup> )	
1	1170	1800	152035	0,30	15135	1,40	0,231	$U_{\mu 1}$ (cm <sup>-1</sup> )
2	1170	1800	154446	0,30	15542	1,40	0,230	0,004
3	1170	1800	152466	0,30	15768	1,40	0,227	$U_{\mu 2}$ (cm <sup>-1</sup> )
		průměr:	152982	0,30	15482	1,40	0,229	0,006
1	1330	1800	155529	0,30	17583	1,30	0,218	$U_{\mu 1}$ (cm <sup>-1</sup> )
2	1330	1800	155741	0,30	17793	1,30	0,217	0,005
3	1330	1800	155127	0,30	17377	1,30	0,219	$U_{\mu 2}$ (cm <sup>-1</sup> )
		průměr:	155466	0,30	17584	1,30	0,218	0,003
1	662	1800	544690	0,10	27672	0,90	0,298	$U_{\mu 1}$ (cm <sup>-1</sup> )
2	662	1800	542981	0,10	28056	0,90	0,296	0,001
3	662	1800	542030	0,10	27155	0,90	0,299	$U_{\mu 2}$ (cm <sup>-1</sup> )
		průměr:	543234	0,10	27628	0,90	0,298	0,005

## B. 9 Naměřené hodnoty pro HD450, tl. = 10 cm

pořadí	$E$ (keV)	doba měření (s)	$I_0$	nejistota plochy $I_0$ (%)	$I$	nejistota plochy $I$ (%)	$\mu$ (cm <sup>-1</sup> )	
1	1170	1800	176833	0,30	16111	1,30	0,240	$U_{\mu 1}$ (cm <sup>-1</sup> )
2	1170	1800	176415	0,30	16380	1,30	0,238	0,004
3	1170	1800	174940	0,30	15892	1,30	0,240	$U_{\mu 2}$ (cm <sup>-1</sup> )
		průměr:	176063	0,30	16128	1,30	0,239	0,004
1	1330	1800	181624	0,30	17852	1,30	0,232	$U_{\mu 1}$ (cm <sup>-1</sup> )
2	1330	1800	180191	0,30	16992	1,30	0,236	0,004
3	1330	1800	180504	0,30	17354	1,30	0,234	$U_{\mu 2}$ (cm <sup>-1</sup> )
		průměr:	180773	0,30	17399	1,30	0,234	0,006
1	662	1800	560204	0,10	19007	1,10	0,338	$U_{\mu 1}$ (cm <sup>-1</sup> )
2	662	1800	558970	0,10	18992	1,10	0,338	0,001
3	662	1800	558179	0,10	16786	1,10	0,350	$U_{\mu 2}$ (cm <sup>-1</sup> )
		průměr:	559118	0,10	18262	1,10	0,342	0,021

## B. 10 Výstupní hodnoty ze simulací

$E$ (keV)	$I_0^{(1)}(E)$	$R_{sim, I_0}$	$I^{(1)}(E)$	$R_{sim, I}$	$\mu$ (cm <sup>-1</sup> )	$U_{\mu 1}$ (cm <sup>-1</sup> )
<b>SD235</b>						
1170	9,804E-07	0,003	2,482E-07	0,006	<b>0,137</b>	± 0,005
1330	1,012E-06	0,003	2,812E-07	0,006	<b>0,128</b>	± 0,006
662	1,355E-06	0,003	2,236E-07	0,007	<b>0,180</b>	± 0,004
<b>LB235</b>						
1170	9,804E-07	0,003	2,430E-07	0,006	<b>0,140</b>	± 0,005
1330	1,012E-06	0,003	2,758E-07	0,006	<b>0,130</b>	± 0,006
662	1,355E-06	0,003	2,181E-07	0,007	<b>0,183</b>	± 0,004
<b>HD350</b>						
1170	9,804E-07	0,003	1,318E-07	0,009	<b>0,201</b>	± 0,004
1330	1,012E-06	0,003	1,540E-07	0,008	<b>0,188</b>	± 0,004
662	1,355E-06	0,003	9,569E-08	0,010	<b>0,265</b>	± 0,002
<b>HD400</b>						
1170	9,804E-07	0,003	1,101E-07	0,010	<b>0,219</b>	± 0,003
1330	1,012E-06	0,003	1,308E-07	0,009	<b>0,205</b>	± 0,004
662	1,355E-06	0,003	7,532E-08	0,012	<b>0,289</b>	± 0,002
<b>HD450</b>						
1170	9,804E-07	3,20E-03	7,802E-08	1,13E-02	<b>0,253</b>	± 0,003
1330	1,012E-06	3,10E-03	9,547E-08	1,02E-02	<b>0,236</b>	± 0,003
662	1,355E-06	2,70E-03	4,814E-08	1,44E-02	<b>0,334</b>	± 0,002

Pozn. Vypočítané hodnoty pro tuto tabulku byly získány stejně, jako pro Tab. 5.5.





## 7.3 Příloha C

### Příklad kódu MCNP6, simulace měřící platformy bez materiálu pro Cs137

MCNPX Visual Editor Version X\_25

```

c ***** BLOK BUNĚK *****
1 30 -8.9 -5 imp:p=1 $ jadro zdroje
2 40 -8.02 5 -6 imp:p=1 $ obal zdroje
3 60 -0.001205 6 -4 imp:p=1 $ valec vzduchu v Al trubici
4 20 -2.7 4 -3 imp:p=1 $ Al trubice
5 60 -0.001205 3 -2 imp:p=1 $ vzduch mezi Al trubici a valce
6 10 -11.34 2 -1 imp:p=1 $ valec
7 60 -0.001205 -7 imp:p=1 $ díra v kolimatoru 1
8 10 -11.34 7 -8 imp:p=1 $ kolimator 1
9 60 -0.001205 -10 imp:p=1 $ díra v kolimatoru 2
10 10 -11.34 -9 10 imp:p=1 $ kolimator 2
11 10 -11.34 -11 imp:p=1 $ Pb deska za kol. 1
12 10 -11.34 -12 imp:p=1 $ Pb deska za kol. 2
13 10 -11.34 -13 imp:p=1 $ Pb deska za kol. 3
14 10 -11.34 -14 imp:p=1 $ Pb deska za kol. 4
15 10 -11.34 -16 imp:p=1 $ Pb kostka pred kol.1 (1)
16 10 -11.34 -15 imp:p=1 $ Pb kostka pred kol.1 (2)
17 10 -11.34 -17 imp:p=1 $ Pb kostka pred kol.1 (3)
18 10 -11.34 -18 imp:p=1 $ Pb kostka pred kol.1 (4)
19 10 -11.34 -19 imp:p=1 $ Pb kostka pred kol.1 (5)
20 10 -11.34 -20 imp:p=1 $ Pb kostka za kol.2 (1)
21 10 -11.34 -21 imp:p=1 $ Pb kostka za kol.2 (2)
22 10 -11.34 -22 imp:p=1 $ Pb kostka za kol.2 (3)
23 10 -11.34 -23 imp:p=1 $ Pb kostka za kol.2 (4)
24 10 -11.34 -24 imp:p=1 $ bocni stena det. (1)
25 10 -11.34 -25 imp:p=1 $ bocni stena det. (2)
26 50 -3.67 -26 imp:p=1 $ detektor (1)
27 50 -3.67 -27 imp:p=1 $ detektor (2)
28 50 -3.67 -28 imp:p=1 $ detektor (3)
29 10 -11.34 -29 imp:p=1 $ zadni stena det. (1)
30 10 -11.34 -30 imp:p=1 $ zadni stena det. (2)
31 10 -11.34 -31 imp:p=1 $ horni stena det. (1)
32 10 -11.34 -32 imp:p=1 $ horni stena det. (2)
33 10 -11.34 -33 imp:p=1 $ kostka pred kol.2
34 70 -0.65 -34 imp:p=1 $ drevena deska
99 60 -0.001205 -99 #1 #2 #3 #4 #5 #6 #7 #8 #9 #10 #11 #12 $ vzduch okolo
#13 #14 #15 #16 #17 #18 #19 #20 #21 #22 #23 #24 #25 #26 #27 #28 #29
#30 #31 #32 #33 #34 imp:p=1
100 0 99 imp:p=0 $

c ***** BLOK POVRCHŮ *****
1 rcc -40 0 0 40 0 0 10
2 rcc -30 0 0 30 0 0 0.6
3 rcc -30 0 0 32 0 0 0.5
4 rcc -30 0 0 32 0 0 0.4
5 rcc -29.7 0 0 0.2 0 0 0.15
6 rcc -30 0 0 0.8 0 0 0.3
7 rcc 97 0 0 1 0 0 0.6
8 box 97 -12.5 -15 0 25 0 0 0 25 1 0 0

```

```

9   box 218 -12 -15 0 24 0 0 0 25 1 0 0
10  rcc 218 0 0 1 0 0 0.6
11  box 219 -15.8 -15 0 15 0 0 0 25 1 0 0
12  box 219 0.8 -15 0 15 0 0 0 25 1 0 0
13  box 220 -17.8 -15 0 17 0 0 0 25 1 0 0
14  box 220 0.8 -15 0 17 0 0 0 25 1 0 0
15  box 87 -5.5 -15 0 11 0 0 0 10 5 0 0
16  box 92 -11 -15 0 22 0 0 0 10 5 0 0
17  box 92 -11.7 -5 0 11 0 0 0 10 5 0 0
18  box 92 0.7 -5 0 11 0 0 0 10 5 0 0
19  box 92 -5.5 5 0 11 0 0 0 10 5 0 0
20  box 221 -16.5 -15 0 33 0 0 0 10 5 0 0
21  box 221 -11.8 -5 0 11 0 0 0 10 5 0 0
22  box 221 0.8 -5 0 11 0 0 0 10 5 0 0
23  box 221 -16.5 5 0 33 0 0 0 10 5 0 0
24  box 226 -12.5 -15 0 5 0 0 0 23 33 0 0
25  box 226 7.5 -15 0 5 0 0 0 23 33 0 0
26  rcc 234.5 0 0 13.5 0 0 5.5
27  trc 248 0 0 2.7 0 0 5.5 3
28  rcc 250.7 0 0 17.5 0 0 3
29  box 259 -3.5 -15 0 -11 0 0 0 23 5 0 0
30  box 259 3.5 -15 0 11 0 0 0 23 5 0 0
31  box 226 -12.5 8 0 25 0 0 0 2 43 0 0
32  box 241 -12.5 10 0 25 0 0 0 1 25 0 0
33  box 211 -5.5 -15 0 11 0 0 0 10 5 0 0
34  box -40 -14 -16.5 0 28 0 0 0 1.5 305 0 0
99  rcc -50 0 0 400 0 0 50
c ***** BLOK MATERIÁLŮ *****
mode p
m10 82000. -1 $Pb (prir. izot. slozeni)
m20 13000. -1 $Al (prir. izot. slozeni)
m30 27060. 0.835 $zdroj fotonu (Co60, Ni60)
    28060. 0.165
m40 24000. -0.18 $nerezova ocel (Cr, Fe, Ni)
    26000. -0.74 28000. -0.08
m50 11000. 0.499 $krystal NaI(Tl), 0,2 % Tl (Na, I, Tl)
    53000. 0.499 81000. 0.002
m60 6000. -0.000124 $vzduch (C, N, O, Ar)
    7000. -0.755268 8000. -0.231781 18000. -0.012827
m70 1001.70c 0.057889 $dřevo
    6000.70c -0.482667 8016.70c -0.459444
c ***** BLOK ZDROJE *****
sdef erg=0.662 axs=1 0 0 cel=1 ext=d1 pos=-29.6 0 0 rad=d2 vec 1 0 0 DIR=d4
si1 L -0.1 0.1
sp1 -21 0
si2 H 0 0.15
sp2 -21 1
si4 -1 0.9997 1
sp4 0 0.9999 0.0001
sb4 0 0 1
c ***** POČET ČÁSTIC *****
nps 1E7
c ***** UKONČENÍ PROGRAMU *****
f8:p 26 $ definované Tally pro výstup dat
e8 0 0.6615 0.6625 2 $ energetické intervaly výstupu

```