

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

FAKULTA JADERNÁ A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ

Katedra fyziky



BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

# Návrh neutronového ozařovače

Martin Hlaváč

2011

Vedoucí práce: Ing. Vít Vorobel, Ph.D.



*Název práce:* Návrh neutronového ozařovače

*Katedra:* Katedra fyziky na FJFI ČVUT v Praze

*Autor:* Martin Hlaváč

*Obor:* Jaderné inženýrství

*Druh práce:* Bakalářská práce

*Vedoucí práce:* Ing. Vít Vorobel, Ph.D.

*Abstrakt:* Prvních několik kapitol této práce je věnováno tématům, jejichž zvládnutí je nezbytné pro návrh neutronového ozařovače. Nejprve se zabývám neutronovými zdroji, poté vlastnostmi běžně užívaných stínících materiálů a následně srovnáním několika možných přístupů k řešení problematiky interakce ionizujícího záření s látkou. Další kapitoly pojednávají o programu MCNPX a simulacích transportu částic, které jsem v něm provedl pro potřeby práce. Nechybí také porovnání simulace s provedeným měřením. V závěru popisuji průběh mapování radiačního pole v okolí zářiče, pro nějž má být nové obalové zařízení navrženo, a příkládám výsledky simulací stínících schopností několika kontejnerů různých rozměrů.

*Klíčová slova:* neutronový ozařovač, MCNPX, interakce ionizujícího záření s látkou, simulace transportu částic

*Thesis title:* Design of a neutron irradiator

*Department:* Department of Physics FNSPE CTU in Prague

*Author:* Martin Hlaváč

*Branch of study:* Nuclear Engineering

*Kind of thesis:* Bachelor's Degree Project

*Supervisor:* Ing. Vít Vorobel, Ph.D.

*Abstract:* Several chapters in the beginning of this thesis refer to neutron sources, usual radiation shielding materials and some methods of calculation ionizing radiation problems. In next few chapters MCNPX and simulations of particle transport are presented. Also there is comparison of simulation and performed measurement. Other measurement were made with source which needs new radiation container because of exploring surrounding radiation field. The end of thesis attends to simulations of some shielding containers.

*Keywords:* shielding container, MCNPX, interaction of ionizing radiation with matter, simulation of particle transport

# Prohlášení

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

Nemám závažný důvod k omezení užití tohoto díla ve smyslu §60 Zákona č. 121/2000 Sb. o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

# Declaration

I declare that I wrote my bachelor thesis independently and exclusively with the use of cited bibliography.

I agree with the usage of this thesis in the purport of the Act 121/2000 (Copyright Act).

V Praze dne \_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_

Martin Hlaváč

# Poděkování

V první řadě děkuji vedoucímu své práce, Ing. Vítu Vorobelovi, Ph.D., za ochotu a vstřícnost, které projevoval při vedení této práce a za jeho cenné rady poskytnuté při konzultacích. Velký dík patří i doc. Ing. Jaroslavu Klusoňovi, CSc. za nejednu zodpovězenou otázku týkající se simulací v programu MCNPX a Ing. Antonínu Kolrosovi za seznámení s Bonnerovým detektorem. Děkuji také všem ostatním, od nichž se mi dostalo ochotné pomoci a podpory.

---

# Obsah

<b>ÚVOD</b> .....	<b>1</b>
<b>1 NEUTRONOVÉ ZDROJE</b> .....	<b>2</b>
1.1 RADIONUKLIDOVÉ ZDROJE .....	2
1.2 ZDROJE VYUŽÍVAJÍCÍ REAKCI ( $\alpha$ , n) .....	2
1.3 PARAMETRY ZDROJŮ POUŽITÝCH V TÉTO PRÁCI .....	6
<b>2 METODY VÝPOČTU PARAMETRŮ STÍNĚNÍ IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ</b> .....	<b>8</b>
2.1 METODA BODOVÝCH ELEMENTŮ .....	9
2.2 TRANSPORTNÍ METODA .....	10
2.3 METODY MONTE CARLO .....	12
<b>3 VLASTNOSTI BĚŽNÝCH STÍNÍCÍCH MATERIÁLŮ</b> .....	<b>14</b>
3.1 STÍNĚNÍ GAMA ZÁŘENÍ .....	14
3.2 STÍNĚNÍ NEUTRONŮ .....	15
3.3 POROVNÁNÍ ČISTÉHO (PE) A BOROVANÉHO (PEB) POLYETYLENU .....	16
<b>4 VYHLÁŠKA O RADIČNÍ OCHRANĚ</b> .....	<b>20</b>
4.1 DEFINICE VELIČIN RADIČNÍ OCHRANY .....	20
4.2 DROBNÉ ZDROJE .....	21
<b>5 ZÁKLADY PRÁCE S MCNPX</b> .....	<b>22</b>
5.1 POPIS GEOMETRIE V MCNPX .....	22
5.2 VSTUPNÍ SOUBOR .....	22
5.3 TALLIES .....	24
5.4 MODULY PLOT A MCPOT .....	25
<b>6 SIMULACE TRANSPORTU FOTONŮ</b> .....	<b>26</b>
<b>7 SIMULACE TRANSPORTU NEUTRONŮ VS. MĚŘENÍ</b> .....	<b>31</b>
<b>8 SROVNÁNÍ SIMULACE A MĚŘENÍ <math>^{241}\text{AmBe}</math></b> .....	<b>35</b>
8.1 USPOŘÁDÁNÍ MĚŘENÍ A JEHO PRŮBĚH .....	35
8.2 SIMULACE .....	36
8.3 ZPRACOVÁNÍ VÝSLEDKŮ A DISKUZE .....	37
<b>9 MĚŘENÍ <math>^{238}\text{PuBe}</math></b> .....	<b>45</b>
9.1 USPOŘÁDÁNÍ A PRŮBĚH MĚŘENÍ .....	45
9.2 ZPRACOVÁNÍ VÝSLEDKŮ A DISKUZE .....	46
9.3 SIMULACE STÍNĚNÍ $^{238}\text{PuBe}$ .....	53
<b>ZÁVĚR</b> .....	<b>55</b>
<b>POUŽITÁ LITERATURA</b> .....	<b>57</b>

---

# Úvod

Máme-li navrhnout stínění pro neutronový ozařovač, musíme se nejprve seznámit se všemi náležitostmi, které takovýto úkol obnáší. Kapitola první se zabývá rozborem neutronových zdrojů  $^{241}\text{AmBe}$  a  $^{238}\text{PuBe}$ , které hrají v této práci důležitou roli. V dalších třech kapitolách navážeme výčtem několika možných přístupů k řešení problematiky interakce ionizujícího záření s hmotou, řekneme si něco o vlastnostech materiálů běžně užívaných pro potřeby stínění a nahlédneme do příslušné vyhlášky, abychom zjistili, jaké nároky klade na obalová zařízení zářičů zákon. Kapitola pátá popisuje základy práce s programem MCNPX, v němž jsem se rozhodl provést výpočty spojené s návrhem. V šesté a sedmé kapitole ověřuji pomocí spektra deponované energie fotonů v germaniovém detektoru a spektra neutronů prošlých železnou koulí, zda interakce částic s hmotou probíhají v simulacích správně. Osmá kapitola obsahuje srovnání měření se simulací a diskuzi případných rozdílů, přičemž jako zdroj záření posloužil  $^{241}\text{AmBe}$  stíněný polyetylenem. Poslední devátá kapitola se pak týká měření provedených v okolí zdroje  $^{238}\text{PuBe}$ , pro nějž má být navržen nový stínicí systém, a také několika simulací souvisejících s tímto návrhem.



# Neutronové zdroje

Neutronové zdroje, s nimiž se v praxi běžně setkáváme, lze dělit podle různých hledisek. Pokud je budeme porovnávat na základě jaderných reakcí použitých pro generaci neutronů, konstrukčního uspořádání zdrojů a jejich aplikací, můžeme je rozdělit na radionuklidové zdroje, neutronové generátory, jaderné reaktory a zdroje pro vojenské účely. V této práci se setkáme se dvěma neutronovými zdroji, a sice s  $^{241}\text{AmBe}$  a  $^{238}\text{PuBe}$ . Oba tyto zářiče patří do skupiny radionuklidových zdrojů.

## 1.1 Radionuklidové zdroje

Zářiče v této skupině jsou tvořeny radioaktivním materiálem emitujícím částice  $\alpha$  případně  $\gamma$  a terčíkovým materiálem, v němž dochází k přeměně spojené s emisí neutronu. Přestože je tato skupina historicky nejstarší, neboť jedna z reakcí použitelných ke generaci neutronů vedla k jejich objevu, používají se mnohé z těchto zdrojů díky některým svým vlastnostem dodnes. Konstrukční uspořádání umožňuje přípravu zdrojů malých rozměrů nenáročných na údržbu, s nimiž lze snadno manipulovat a mezi jejichž přednosti patří v neposlední řadě také nízká pořizovací cena. K této skupině řadíme i umělé radionuklidy, které generují neutrony samovolným štěpením.

Pokud jde o spektrální distribuci, emitují neutrony spjitého spektra, jehož tvar závisí na druhu a energii částic bombardujících terčíkový materiál na složení terčíku a na technologii výroby zdroje. Hustoty toku neutronů získané v polích obklopujících tyto zdroje jsou mnohem nižší než v případě jaderných reaktorů či urychlovačů částic. V mnoha případech je však jejich celková emise dostačující a jsou tedy vzhledem k malé náročnosti na údržbu a manipulaci vhodnější než velké zdroje [04].

## 1.2 Zdroje využívající reakci ( $\alpha$ , n)

Zmíněné  $^{241}\text{AmBe}$  a  $^{238}\text{PuBe}$  generují neutrony pomocí reakce  $\alpha$ -částice s jádrem beryllia. Dříve se jako  $\alpha$ -zářiče využívaly především přirozené radionuklidy např. polonium či radium. V moderních zdrojích se objevují spíše uměle vyrobené transurany, neboť dceřinné produkty jejich rozpadu jsou většinou stabilní prvky, takže nedochází k sekundární radiaci, která je nežádoucí [01]. Volbu terčíkového materiálu ovlivňuje skutečnost, že většina radionuklidů

emituje  $\alpha$ -částice, jejichž energie nepřevyšuje významně hodnotu  $6\text{MeV}$ . Z tohoto důvodu je výběr omezen pouze na lehké prvky [04].

V Tabulce 1.1 vidíme porovnání nejčastěji používaných  $\alpha$ -zářičů seřazených podle energie emitovaných  $\alpha$ -částic. Důležitým faktorem je zde poločas rozpadu. Musí být dostatečně dlouhý na to, aby se zdroj rychle „nevyzářil.“ Na druhou stranu bude-li poločas rozpadu příliš dlouhý, potřebovali bychom pro dosažení dostatečné produkce neutronů zdroje velkých rozměrů, neboť aktivita je nepřímo úměrná poločasu rozpadu. Neutronový tok ze zdroje také závisí na energiích  $\alpha$ -částic a to přímou úměrou.

Dříve se vyráběly zdroje převážně na bázi  $^{239}\text{Pu}$ . Jeho nízká aktivita však vedla k tomu, že výrobci zdrojů začali hledat  $\alpha$ -zářič s kratším poločasem rozpadu, jakým je třeba  $^{241}\text{Am}$ , hojně využívané i dnes. Přestože izotopy curia emitují  $\alpha$ -částice, jež mají z hlediska produkce neutronů ještě lepší vlastnosti, jejich špatná dostupnost způsobená technologií výroby prozatím omezuje jejich širší využití.

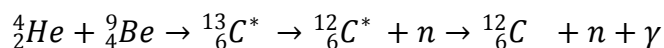
**Tabulka 1.1** Charakteristiky  $\text{Be}(\alpha, n)$  neutronových zdrojů [01]

Zdroj	Poločas rozpadu	$E_\alpha$ [MeV]	Neutronový tok [ $10^6\text{s}^{-1}$ ]		Podíl neutronů $E_n < 1.5\text{MeV}$ [%]	
			Výpočet	Měření	Výpočet	Měření
$^{239}\text{PuBe}$	24000 y	5.14	65	57	11	9-33
$^{210}\text{PoBe}$	138 days	5.30	73	69	13	12
<b><math>^{238}\text{PuBe}</math></b>	<b>87.4 y</b>	<b>5.48</b>	<b>79</b>	--	--	--
<b><math>^{241}\text{AmBe}</math></b>	<b>433 y</b>	<b>5.48</b>	<b>82</b>	<b>70</b>	<b>14</b>	<b>15-23</b>
$^{244}\text{CmBe}$	18 y	5.79	100	--	18	29
$^{242}\text{CmBe}$	162 days	6.10	118	106	22	26
$^{226}\text{RaBe}$ +dceřinná j.	1602 y	více hodnot	502	--	26	33-38
$^{227}\text{AcBe}$ +dceřinná j.	21.6 y	více hodnot	702	--	28	38

Látky vyzařující  $\alpha$ -částice se vyskytují v izotopicky čisté formě jen velmi zřídka. Různé příměsi dalších izotopů mohou značně ovlivnit produkci neutronů, takže zdánlivě zřejmý předpoklad, že se stářím zdroje klesá jeho aktivita, nemusí být vždy pravdivý. Kupříkladu mnoho *PuBe* zdrojů vyráběných z plutonia obsahuje nezanedbatelnou část  $^{241}\text{Pu}$ , které se rozpadá  $\beta$ -rozpadem s poločasem 13.2 y na  $^{241}\text{Am}$ . Zpočátku tedy máme ve zdroji  $^{241}\text{Pu}$ , jež samo o sobě produkci neutronů neovlivňuje, ale časem se transformuje na  $^{241}\text{Am}$  –  $\alpha$ -zářič. U zdrojů využívajících  $^{239}\text{Pu}$  jako hlavní zářič, stačí pouze 0.7% obsah  $^{241}\text{Pu}$ , aby se produkce neutronů v průběhu jednoho roku zvýšila asi o 2%.

Některé  $\alpha$ -zářiče mají poměrně vysoký účinný průřez pro štěpení tepelnými neutrony, takže za určitých okolností může dojít k navýšení množství zdrojem běžně produkovaných neutronů právě díky neutronům ze štěpných reakcí. Nachází-li se blízko zdroje nějaký moderátor neutronů, snadno nastane situace, že emitovaný neutron se zmoderuje a znovu vletí do objemu zdroje, kde způsobí štěpení. Navýšení produkce neutronů způsobené štěpením jader zářiče může dosahovat 1 – 2% původního množství [01].

Nejrozšířenějším terčíkovým materiálem v ( $\alpha$ , n) zdrojích je beryllium. Vznik neutronů probíhá následujícím procesem

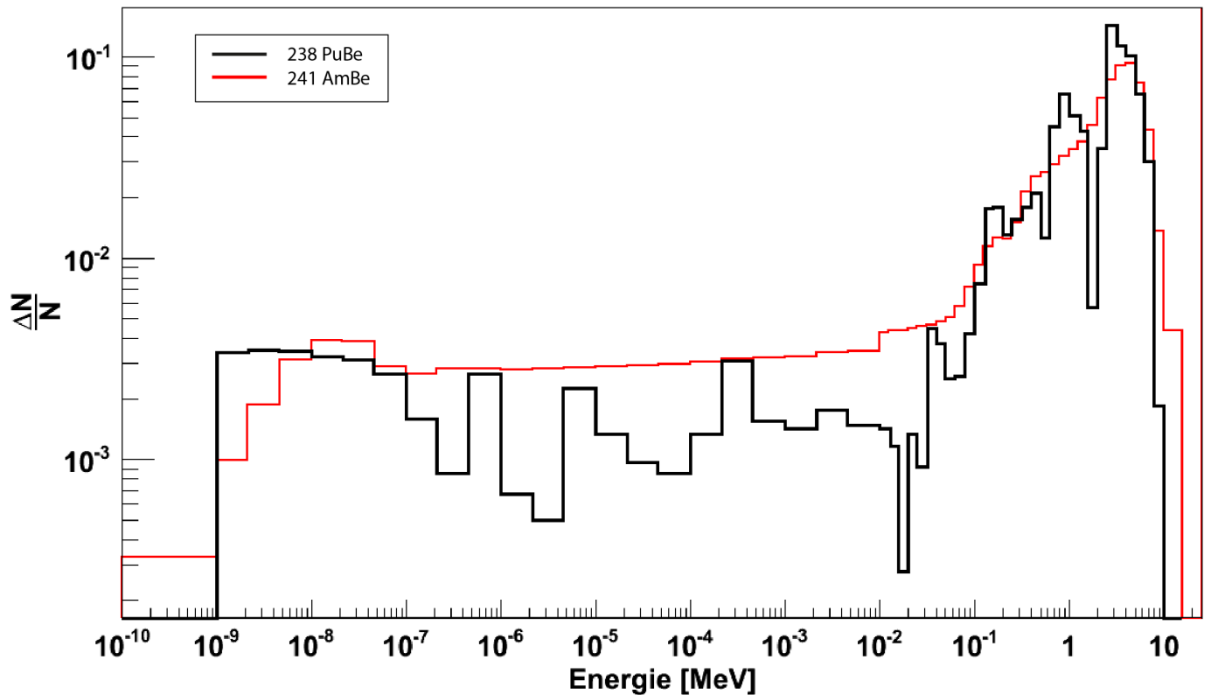


Reakcí  $\alpha$ -částice s jádrem beryllia vzniká izotop uhlíku  $^{13}_6\text{C}^*$  v excitovaném stavu, z něhož se emituje neutron a vzniká excitovaný uhlík  $^{12}_6\text{C}^*$ . Během jeho deexcitace se vyzáří foton o energii přibližně  $E_{\alpha-\text{Be}} = 4438.9\text{keV}$  odpovídající energii první excitované hladiny uhlíku. Jelikož má  $^{12}_6\text{C}^*$  v době své deexcitace kinetickou energii, jejíž velikost závisí na kinetické energii  $\alpha$ -částice, kinetické energii neutronu a směru jeho pohybu vzhledem ke směru pohybu  $^{13}_6\text{C}^*$ , bude energie emitovaného fotonu ovlivněna Dopplerovým efektem.

Máme-li  $10^4$   $\alpha$ -částic s běžně emitovanými hodnotami energie, vyprodukuje neutron pouze asi jedna z nich. Ty ostatní ztratí příliš velkou část své kinetické energie dříve, než stihnou interagovat s jádrem beryllia. Navzdory tomu je produkce neutronů na berylliu podstatně větší než u jiných terčíkových materiálů a proto se používá pro výrobu většiny ( $\alpha$ , n) zdrojů.

Energetická spektra neutronů jsou u všech  $\alpha$ -Be zdrojů podobná. Protože mohou  $\alpha$ -částice ztrácet před interakcí s berylliem různé množství energie, je energetické spektrum poměrně roztáhlé. Na Obrázku 1.1 jsou neutronová spektra  $^{241}\text{AmBe}$  a  $^{238}\text{PuBe}$  [03].

Existuje také jistá souvislost mezi tvarem spektra a rozměry zdroje. U malých zdrojů pozorujeme ve spektru hlavně neutrony generované přímo  $\alpha$ -Be reakcí, ale ve větších zdrojích se začíná projevovat rozptyl neutronů v materiálu zdroje, (n, 2n) reakce s beryliem či zmiňované štěpení jader  $\alpha$ -zářiče tepelnými neutrony.



**Obrázek 1.1** Neutronová spektra zdrojů  $^{241}\text{AmBe}$  a  $^{238}\text{PuBe}$  použitých v této práci

Typickou konstrukcí neutronových ( $\alpha$ , n) zdrojů je dvojité válcové pouzdro z nerezavějící oceli, v němž jsou uzavřeny radioaktivní látky. U zdrojů malých rozměrů se dá předpokládat prostorově izotropní rozložení generovaných neutronů na rozdíl od zdrojů velkých, v nichž dochází k rozptylu neutronů ještě dříve, než opustí objem zdroje. Jelikož se většinou vyrábějí zdroje válcového tvaru, je pravděpodobnost rozptylu vyšší, když neutron letí rovnoběžně s osou válce, než když se od ní kolmo vzdaluje. To vede právě k onomu narušení izotropie.

Ve zdrojích využívajících reakci  $\alpha$ -Be také vzniká gama záření. Může se jednat o fotony uvolněné při rozpadu primárního  $\alpha$ -zářiče. Tento jev je velmi výrazný např. u  $^{226}\text{Ra}$  a  $^{227}\text{Ac}$ , jež jsou součástí poměrně dlouhých rozpadových řad, takže lze očekávat značnou produkci záření gama během rozpadu jejich dceřiných produktů. Produkce fotonů může být natolik velká, že generované gama záření začne být zdraví nebezpečné, což vede ke zvýšení nároků na užívání zdroje.

Další možností vzniku fotonů je výše popsáný proces deexcitace jádra  $^{12}_6C^*$ . V běžně užívaných zdrojích připadá na sto generovaných neutronů asi 50 – 75 takových fotonů [01].

### 1.3 Parametry zdrojů použitých v této práci

V Tabulce 1.2 jsou shrnuty parametry zdrojů využitých pro měření v této práci. Neutronová spektra jsou na Obrázku 1.1. Zatímco  $^{241}AmBe$  je relativně nový,  $^{238}PuBe$  už má nějaký ten rok za sebou. Dá se tedy předpokládat, že parametry uvedené v technické dokumentaci nebudou tolik odpovídat skutečnosti jako v případě  $^{241}AmBe$ .

**Tabulka 1.2** Parametry zdrojů  $^{241}AmBe$  a  $^{238}PuBe$  použitých v této práci

Zdroj	$^{241}AmBe$	$^{238}PuBe$
Aktivita [GBq]	3.7	1200
Neutronový tok [ $n/s^{-1}$ ]	$2.1 \cdot 10^5$	$4.84 \cdot 10^7$
Vnější rozměry pouzdra [mm]	$\emptyset 17.4 \times 19.2$	$\emptyset 24.0 \times 30.0$
Rok výroby	2006	1986
Poločas rozpadu $\alpha$ -zářiče [y]	433	87.4

Při  $\alpha$ -rozpadu  $^{241}Am$  vzniká  $^{237}_{93}Np$  v excitovaném stavu nejčastěji s excitačními energiemi jádra  $E_1 = 59.536 keV$  (85.2%) a  $E_2 = 102.95 keV$  (12.8%), které nastávají v 98% případech. Energie emitovaných fotonů příslušející přechodům z těchto hladin do nižších stavů, včetně pravděpodobností jejich výskytů shrnuje Tabulka 1.3.

**Tabulka 1.3** Pravděpodobnosti charakteristických přechodů  $^{237}_{93}Np$  do základního stavu a příslušné energie emitovaných fotonů [06]

Pravděpodobnost přechodu	$E_\gamma$ přechodu [keV]	Pravděp. použitá v simulaci
0.80088	59.54	0.8178
0.09344	43.41	0.0936
0.05368	26.35	0.0522
0.03200	103.00	0.0325
0.00384	69.90	0.0039

Jelikož musí být součet pravděpodobností v simulaci roven jedné, přisoudil jsem excitační hladině  $E_1$  87% a hladině  $E_2$  zbylých 13% případů. Takto upravené pravděpodobnosti uvádím ve třetím sloupci Tabulky 1.3. Ostatní přechody se vyskytují s pravděpodobností řádově  $10^{-3}$  a menší, takže je můžeme v tomto případě zanedbat.

Jelikož většina fotonů vzniklých ve zdroji  $^{238}\text{PuBe}$  v důsledku  $\alpha$ -rozpadu  $^{238}\text{Pu}$  má energii 13.6 keV, která nedostačuje ani k průniku těchto fotonů ocelovým pouzdem zdroje (ověřeno simulací v MCNPX), je zbytečné se jimi dále zabývat. Relevantní ovšem zůstává gama záření s energií  $E_{\alpha-\text{Be}} = 4438.9\text{keV}$  generované během produkce neutronů reakcí  $\alpha$ -částic a jader beryllia.

## Metody výpočtu parametrů stínění ionizujícího záření

Základní otázkou při výpočtu stínění je, kolikrát je zapotřebí záření z daného zdroje zeslabit, aby bylo v určitém místě dosaženo požadované hodnoty dozimetrické veličiny, zpravidla dávkového příkonu, respektive příkonu dávkového ekvivalentu. Stínicí vrstvy se nejčastěji navrhují proto, aby se dosáhlo požadované bezpečnosti pracovníků manipulujících se zdroji ionizujícího záření, takže z hlediska dodržení příslušných limitů je postačující, jestliže výpočet povede k tloušťce stínicí vrstvy, jež zeslabí původní záření na požadovanou hodnotu případně více. Z ekonomických důvodů se chceme vyhnout zbytečně tlustým stínicím vrstvám, obzvláště u zdrojů velkých rozměrů či intenzit záření, kde konstrukce stínění i nejmenších přípustných tloušťek je sama o sobě značně nákladná. U malých a slabších zařízení je možné používat přibližné metody výpočtu, neboť případné předimenzování stínění není tak finančně náročné. Ani pak by však vrstva neměla být silnější než o řádově jednotky až desítky procent nutného minima.

Účinek stínění se vyjadřuje nejčastěji pomocí tzv. násobnosti zeslabení  $K$ , která je poměrem sledované dozimetrické veličiny  $R_0$  v daném místě bez stínění a  $R$  v tomtéž místě při stíněném zdroji

$$K = \frac{R_0}{R} \quad (2.1)$$

Jako veličinou  $R$  bývá v případě návrhu stínění pro ochranu pracovníků vhodné použít dávkový ekvivalent či jeho příkon.

Aby bylo možné stanovit, jakou násobnost zeslabení budeme od stínění požadovat, musíme v první řadě stanovit příslušnou veličinu  $R_0$ . To je nejsnadnější v případě bodového izotropního zdroje záření. Pro kermu ve vzduchu od bodového izotropního zdroje gama záření ve vzdálenosti  $r$  platí vztah

$$K_0 = \frac{A\Gamma_\delta}{r^2} t \quad (2.2)$$

kde  $A$  je aktivita zdroje,  $\Gamma_\delta$  je kermová konstanta gama a  $t$  je čas, za který kermu stanovujeme. Pro dané pracovní podmínky je možné ze základních limitů radiační ochrany stanovit odvozený

limit pro kermu ve vzduchu v daném místě a srovnáním obou hodnot se dostane potřebná násobnost zeslabení.

Ze vztahu (2.2) jsou patrné dvě základní poučky radiační ochrany, a sice že hodnota příslušné dozimetrické veličiny klesá se čtvercem vzdálenosti od bodového zdroje a zároveň je přímo úměrná době pobytu na příslušném místě. Pracujeme-li tedy v místě, kde se nacházejí zářiče, měli bychom se snažit pohybovat se pokud možno co nejdále od nich a vystavovat se záření co nejkratší dobu.

Pro zdroj konečných rozměrů (lineární, plošný, objemový) je výpočet rozložení pole záření složitější. Zpravidla se v tomto případě používá tzv. metoda bodových elementů či bodových jader.

## 2.1 Metoda bodových elementů

Výchozí myšlenkou metody bodových elementů je, že veškeré nebodové zdroje ionizujícího záření je možné chápat jako souhrn elementárních bodových zdrojů. Pro jednoduchost budeme nadále předpokládat, že se jedná o zdroje emitující izotropně do celého prostoru, tj. například o radionuklidové zdroje záření. Odezva detektoru na záření celého nebodového zdroje pak může být získána jako suma či integrál odezev na všechny diferenciální bodové zdroje, ze kterých se nebodový zdroj skládá.

Podstatu metody lze vyjádřit integrálem

$$R(\vec{r}) = \int_{zdroj} S(\vec{r}')K(\vec{r}', \vec{r})d\vec{r}' \quad (2.3)$$

Ve kterém  $R(\vec{r})$  je odezva bodového izotropního detektoru v bodě prostoru určeném polohovým vektorem  $\vec{r}$ . Odezvou se může rozumět v podstatě jakákoliv veličina, která je ve vztahu k poli záření, např. příkon flance částic, dávkový ekvivalent a další. Funkce  $S(\vec{r}')d\vec{r}'$  popisuje emisi zdroje, tj. udává počet částic, emitovaných za jednotku času objemovým elementem  $d\vec{r}'$ , ležícím v bodě určeném polohovým vektorem  $\vec{r}'$ . Tato veličina závisí na druhu částic, jejich energii a na složení materiálu mezi zdrojem a detektorem. V nejobecnějším případě jí však lze připsat i určitou závislost na složení materiálu v místech, která nejsou v přímé dráze mezi zdrojem a detektorem, protože se uplatňuje rozptyl záření. Zahrnutí tohoto vlivu do výpočtu je většinou náročné a v případech, kdy rozptýlené záření k odezvě nijak významně nepřispívá, bývá jeho příspěvek zanedbáván.



Při výpočtech užívajících rozkladu nebodového zdroje na elementární bodové zdroje narážíme na dva základní problémy. První z nich je fyzikální podstaty a spočívá v určení funkce odezvy  $K(\vec{r}', \vec{r})$ , zatímco druhý je spíše matematického charakteru – jak provést integraci odezvy od bodových elementů přes celý zdroj.

Vyjdeme-li v první fázi výpočtu z toho, že na detektor dopadá pouze nerozptýlené záření, takže každý foton, který podstoupil jakoukoliv interakci, je z detekce vyloučen, jsme díky tomu schopni relativně snadno určit např. příkon fluence částic. Dozimetrické veličiny jako jsou dávka, dávkový ekvivalent a další jsou pak funkcemi zmíněné fluence. Bohužel předpoklad o vyloučení rozptýlených fotonů z detekce se ukazuje v řadě případů jako příliš silná aproximace a navíc vede k nežádoucímu podhodnocení pole ionizujícího záření v daném místě. Vliv rozptýleného fotonového záření se však bohužel dosud nepodařilo uspokojivě matematicky vyjádřit, takže se nejčastěji používá vyjádření pomocí tzv. vzrůstového faktoru. Vzrůstový faktor je veličina empirického charakteru, která udává poměr odezvy od všech fotonů ve sledovaném místě k odezvě od nerozptýlených fotonů. Vyjadřuje v podstatě odezvu bodového detektoru na bodový jednotkový zdroj v určité vzdálenosti, takže odpovídá funkci  $K$  ze vztahu (2.3).

Je třeba uvážit, že v obecném případě nemusí zdroj emitovat pouze monoenergetické fotony a funkce ve vztahu (2.3) budou závislé také na energii, čímž se výpočet příslušného integrálu značně zkomplikuje. Pro diskrétní spektra se sice dá integrace nahradit sumací a spojitá spektra lze docela dobře aproximovat histogramem, takže je možné integrovat jednodušší případy typu lineárního či diskového zdroje stíněného jednoduchými vrstvami, ale ve složitějších případech musíme sáhnout po numerickém vyčíslení integrálu pomocí počítače.

Další možný přístup k výpočtům interakce ionizujícího záření s materiálem představuje transportní metoda.

## 2.2 Transportní metoda

Teorie transportu ionizujícího záření látkou je ve své podstatě analogická teorii difúze plynů. Základní teorie této rovnice – Boltzmannova transportní rovnice – se odvozuje podobně jako řešení difúze plynu. Tato kinetická rovnice je rovnicí kontinuity ve fázovém prostoru částice, který je dán třemi prostorovými souřadnicemi (určují elementární objem  $dV = dx \cdot dy \cdot dz$ ), dvěma souřadnicemi vyjadřujícími směr pohybu částice a jednou souřadnicí energie  $E$ . Ve většině případů řešíme procesy stacionárního charakteru, tzn., že střední hodnota počtu částic, které opouštějí za jednotku času elementární objem fázového prostoru  $d\tau = dV \cdot d\Omega \cdot dE$

nebo v něm zanikají, musí být roven střední hodnotě počtu částic, jež do tohoto objemu za jednotku času vstupují nebo v něm vznikají.

Definujeme funkci  $N(\vec{r}, E, \vec{\Omega})dEd\Omega$ , jež udává počet částic s energií v intervalu  $(E, E + dE)$ , pohybujících se ve směru daném jednotkovým vektorem  $\vec{\Omega}$  uvnitř prostorového úhlu  $d\Omega$  a procházejících za jednotku času jednotkovou plochou umístěnou v bodě daném polohovým vektorem  $\vec{r}$  takovým způsobem, že je kolmá ke směru vektoru  $\vec{\Omega}$ . Tato funkce je nejpodrobnějším možným popisem pole částic daného typu v prostoru a pokud ji známe, můžeme z ní spočítat jakékoliv další veličiny související se zářením v tomto poli. Pomocí  $NdEd\Omega$  se také vyjadřují jednotlivé členy transportní rovnice. V konečné fázi dostaneme interno-diferenciální rovnici, kterou je nutné ještě doplnit okrajovými podmínkami, vyjadřujícími požadavky na funkci  $N$  v daném uspořádání a také počáteční stav soustavy a průběh změn, pokud pracujeme s časově proměnným polem.

Základními vstupními daty pro výpočet jsou hodnoty účinných průřezů interakcí částic daného druhu s materiálem. Z toho vyplývá, že řešení problémů transportu neutronů je výrazně obtížnější než u fotonů a vzhledem k menším znalostem účinných průřezů neutronů vykazuje také menší přesnost. Obecně je řešení transportní rovnice značně komplikovaným matematickým problémem, který i přes možnosti využít různých aproximačních metod výpočtu často vyžaduje použití počítače. Aproximace spočívají např. v řešení transportu záření pouze v jednom směru, což lze aplikovat třeba u kulových symetrií. Dalším zjednodušením může být rozložení zdroje se složitým spektrem generovaných částic na několik monoenergetických zdrojů, přičemž výsledné řešení dostaneme superpozicí dílčích výsledků.

Existuje několik metod řešení transportní rovnice. Žádná z nich není dokonalá a všechny mají pouze omezenou oblast použití, nicméně jejich kombinace dává poměrně široké možnosti. Pro ilustraci zde uvádíme princip momentové metody. Ta spočívá v aplikaci integrální transformace, kdy nejprve musíme najít rovnice transformace funkce  $N(z, E, \omega)$ , vyřešit je a použitím inverzní transformace pak získáme požadované rozložení. Přestože je metoda značně omezena předpokladem, že záření se šíří nekonečným prostředím, bylo s její pomocí úspěšně vyřešeno nemálo problémů z oblasti transportu částic. Dalšími jsou např. metoda diskretních ordinát, metoda přímé integrace či metoda maticová. Jejich rozbor však není cílem tohoto textu.

V době kdy procesory počítačů nedosahovaly takových výkonů jako dnes, bylo v případě uspořádání s relativně jednoduchými okrajovými podmínkami výhodnější použít transportní metodu. Její řešení pomocí různých numerických metod bylo výrazně kratší než výpočet

metodou Monte Carlo. Pro složitější případy však přestává být řešení transportní rovnice matematicky zvládnutelné a Monte Carlo se stává jediným dostupným výpočetním postupem, který dosud známe. Navíc vzhledem k rychlosti dnešních procesorů se u transportní metody ztrácí i výhoda rychlejšího výpočtu (snad vyjma velmi jednoduchých geometrií, řešitelných dosazením příslušných hodnot do vztahu).

## 2.3 Metody Monte Carlo

Jako metody Monte Carlo lze obecně označit numerické metody řešení matematických úloh, využívající modelování náhodných veličin, a statistického vyhodnocení jejich charakteristik [02]. Dá se říct, že metoda oficiálně vznikla v roce 1949, kdy byla publikována práce s názvem „The Monte Carlo Method.“ Zatímco se Stanislaw Ulam zotavoval ze své nemoci a trávil čas hraním karetní hry zvané Canfield solitaire, napadlo ho, jaká je asi pravděpodobnost, že po rozdání potřebných 52 karet bude možné hru dokončit? Nejprve se snažil využít kombinatoriku, ale když neuspěl, rozhodl se jednoduše stokrát rozdat karty a hru dohrát, přičemž počítal, kolikrát bylo její dokončení možné. Vzápětí začal přemýšlet, jak by se podobný přístup dal využít pro řešení problémů difúze neutronů či dalších záležitostí matematické fyziky. Později svou myšlenku přednesl svému kolegovi Johnu von Neumannovi a spolu začali plánovat první výpočty [07].

Metody založené na generátorech náhodných čísel byly sice známé již mnohem dříve, než Monte Carlo spatřila světlo světa, avšak teprve rychlý rozvoj počítačů umožnil širší využití tohoto přístupu. Jejich využití se týká jak řešení matematických problémů, např. výpočtu integrálu, jehož analytické řešení je obtížné či nemožné, tak problémů fyzikálních, z nichž nás nejvíce zajímá aplikace na problematiku interakce ionizujícího záření s hmotou. V praxi to vypadá tak, že necháme částice (většinou fotony nebo neutrony) procházející látkou interagovat s jejími atomy, přičemž pravděpodobnosti těchto interakcí musí odpovídat skutečným hodnotám pro daný druh částice a příslušný terčový materiál. Abychom získali dobrou statistiku výpočtu, musíme sledovat velké množství částic. Každé takové částici se v průběhu jejího života připisují náhodná čísla rozhodující o jejím dalším osudu a sice tak, že určují, jaký typ interakce částice v daný moment podstoupí, kolik při něm ztratí energie, jak se změní směr jejího pohybu, jakou uletí vzdálenost, než znovu interaguje atd. Rozložení těchto náhodných čísel vychází z fyzikálních znalostí interakčních procesů, přičemž vstupními údaji pro výpočty jsou hodnoty účinných průřezů interakcí.

Z metody Monte Carlo se v současné době stal jeden z nejmocnějších nástrojů využitelných pro řešení průchodu a interakce svazků ionizujícího záření látkou. Na vývoji výpočetních kódů i na shromažďování fyzikálních dat potřebných k jejich použití se podílí mnoho odborníků, kteří svou prací přispívají nejen ke zpřesnění výsledků obdržených využitím zmíněných metod, ale také k urychlení procesu vedoucího k jejich dosažení.

## Vlastnosti běžných stínících materiálů

Při výběru vhodného materiálu ke konstrukci stínění musíme brát ohled především na druh záření, energii částic tohoto záření, případnou nutnost mechanické a tepelné odolnosti materiálu, dále na hmotnost a rozměry stínění a v neposlední řadě také na jeho dostupnost a pořizovací cenu. Má-li být stínění vystaveno silným tokům záření, je nutné se přesvědčit o jeho dostatečné radiační odolnosti. V tomto případě by špatná volba materiálu mohla vést ke krátké životnosti stínícího zařízení. Pokud chceme stínit záření schopné aktivovat materiály, např. neutrony, neměl by stínící materiál obsahovat nuklidy s vysokým účinným průřezem aktivace.

### 3.1 Stínění gama záření

Vzhledem k tomu, že účinný průřez úplné absorpce fotonů fotoefektem roste úměrně  $Z^5$ , kde  $Z$  je atomové číslo použitého materiálu, jeví se pro potřeby stínění fotonů jako nejvhodnější materiály složené z těžkých prvků, které zpravidla mají také velkou hustotu. Díky tomu nemusí být stínící vrstva tak silná jako u materiálů nižších hustot. S přihlédnutím k velikosti čísla  $Z$ , dostupnosti a pořizovací ceně připadají v úvahu tři těžké kovy – wolfram, olovo a uran [02].

Z uvedených kovů má wolfram sice nejnižší atomové číslo  $Z = 74$ , ale na druhou stranu poměrně vysokou hustotu  $19,3 \text{ g/cm}^3$  [05]. Používá se proto tam, kde je zapotřebí co nejvíce zmenšit objem stínění. Pro svou velkou tvrdost a extrémně vysokou teplotu tání se však k běžnému použití příliš nehodí.

Mnohem častěji se využívá olovo, které má vyšší  $Z = 82$  zato menší hustotu  $11,68 \text{ g/cm}^3$  [05], tzn., že při stejných účincích je nutná silnější vrstva než u wolframu. Výhodou olova je jeho relativně snadné zpracování a nižší pořizovací cena. Často se objevuje jako příměs v jiných stínících materiálech např. olovnatých sklech či fóliích.

Omezení uranu, jehož atomové číslo  $Z = 92$  a hustota  $18,89 \text{ g/cm}^3$  [05] svědčí o dobrých vlastnostech v případě stínění gama záření, spočívá v nízké chemické stabilitě (snadno oxiduje) a vlastní radioaktivitě, kvůli níž podléhá evidenci a mezinárodní kontrole. V praxi se můžeme setkat např. s kryty vyrobenými z ochuzeného uranu.

Pokud potřebujeme stínící zařízení větších rozměrů, stává se použití těžkých kovů ekonomicky neúnosné. Levnější alternativou, která ovšem vede ke zvětšení rozměrů a hmotnosti

stínění, jsou ocel, beton a voda. Z těchto tří je nejdůležitějším materiálem beton, jehož stínící schopnosti se stejně jako u vody nevztahují pouze na fotony, ale také na neutrony. Na rozdíl od betonu nejsou u vody rozhodující její stínící schopnosti, ale především cenová dostupnost. Pokud jde o využití oceli, najdeme ji především v nosných konstrukcích stínících zařízení.

## 3.2 Stínění neutronů

Stínění rychlých neutronů má dvě fáze – nejdříve dojde k jejich zpomalení pružnými a nepružnými srážkami s jádry, a když se dostanou do oblasti tepelných energií, přijde na řadu radiační záchyt ( $n, \gamma$ ). Jelikož jsou ztráty pružnými srážkami nejvýraznější u jader vodíku, vyhledávají se kvůli stínění neutronů materiály s vysokým obsahem právě tohoto prvku. Některé z nich jsou uvedeny v Tabulce 3.1.

**Tabulka 3.1** Některé materiály s velkým obsahem vodíku [02]

Látka	Chem. Vzorec	Hustota [ $kg/m^3$ ]	Počet atomů H v $1 m^3$
Voda	$H_2O$	1000	$6.7 \cdot 10^{28}$
Parafín	$C_n H_{2(n+2)}$	870 – 910	$7.8 - 8 \cdot 10^{28}$
Polyetylen	$(CH_2)_n$	870 – 910	$7.8 - 8 \cdot 10^{28}$
Polystyren	$(C_8H_2)$	1050	$5.4 \cdot 10^{28}$

Ve druhé fázi stínění, kdy mají být tepelné neutrony zachyceny, bude nejvýhodnější využít materiálů s velkými účinnými průřezy pro tento proces. Přestože je vodík přijatelným absorbátorem tepelných neutronů, často se objevuje v kombinaci s jinými prvky, jež mají za úkol zvýšit účinnost procesu stínění. Přehled vhodných kandidátů a také ilustrativní výčet několika dalších prvků vidíme v Tabulce 3.2.

Jak se zdá, největšími favority pro záchyt tepelných neutronů jsou Cd a B. Máme-li se rozhodnout, který z nich zvolíme, měli bychom vzít v potaz také doprovodné záření gama, vznikající při záchytu. Navzdory hodnotám uvedeným v Tabulce 3.2, je z tohoto hlediska jednoznačně výhodnější bor, neboť 93% reakcí záchyту probíhá procesem  $^{10}B(n, \alpha) ^7Li$ , při kterém se vyzáří foton s energií pouze  $0.478 MeV$ . Tyto fotony nejsou zahrnuty v hodnotě  $E_{\gamma celk}$ . I když je tedy celková energie fotonů emitovaných během reakce ( $n, \gamma$ ) na B větší než u Cd, zmíněný konkurenční proces způsobí, výsledná hustota toku fotonů je při použití Cd větší a energetické spektrum má větší střední energii než v případě B [02].

**Tabulka 3.2** Účinné průřezy některých materiálů pro zachyt  $\sigma_a$  a rozptyl  $\sigma_r$  tepelných neutronů, spolu s energiemi fotonů emitovaných při jednom zachytu [02]

	H	Be	B	C	Fe	Cd
$\sigma_a [m^2]$	$3.3 \cdot 10^{-29}$	$1 \cdot 10^{-30}$	$7.5 \cdot 10^{-26}$	$3.73 \cdot 10^{-31}$	$2.62 \cdot 10^{-28}$	$2.54 \cdot 10^{-25}$
$\sigma_r [m^2]$	$3.8 \cdot 10^{-27}$	$7 \cdot 10^{-28}$	$4 \cdot 10^{-28}$	$4.8 \cdot 10^{-28}$	$1.1 \cdot 10^{-27}$	$7 \cdot 10^{-28}$
$E_{\gamma celk} [MeV]$	2.23	6.82	7.55	4.57	5.99	2.01

Přidání boru do materiálů, jejichž stínící schopnost stojí především na vodíku, vede nejenom k významnému snížení gama záření generovaného při zachytu tepelných neutronů, ale výrazným způsobem také zvyšuje pravděpodobnost, že k tomuto procesu dojde.

Stínění pomocí organických sloučenin není vzhledem k jejich slabší radiační odolnosti vhodné pro záření s vyššími hustotami toku částic, např. vlastnosti polyetyleny se začínají pozorovatelně měnit při dávkách kolem  $10^7 Gy$ , polystyrenu kolem  $10^8 Gy$  a u parafinu dokonce již při  $10^5 - 10^6 Gy$ .

### 3.3 Porovnání čistého (PE) a borovaného (PEB) polyetyleny

Jelikož jsme měli pro naše potřeby k dispozici cihly polyetyleny a z polyetyleny dopovaného borem, věnuji následující řádky rozboru stínících vlastností těchto materiálů.

V Tabulce 3.3 vidíme, nejen z jakých prvků se oba materiály skládají, ale také jaký je jejich podíl na hmotnosti. Spolu s hustotou jsou tyto údaje důležité pro následné simulace.

**Tabulka 3.3** Materiálové složení polyetyleny (PE) a polyetyleny dopovaného borem (PEB)

Polyethylen	Materiálové složení	Hmotnostní podíl [%]	Hustota [ $g/cm^3$ ]
PE $C_{2n}H_{4n}$	H	14.4	0.93
	C	85.6	
PEB $C_{2n}H_{4n} + H_3BO_3$	H	12.7	0.99
	B	3.0	
	C	71.0	
	O	13.3	

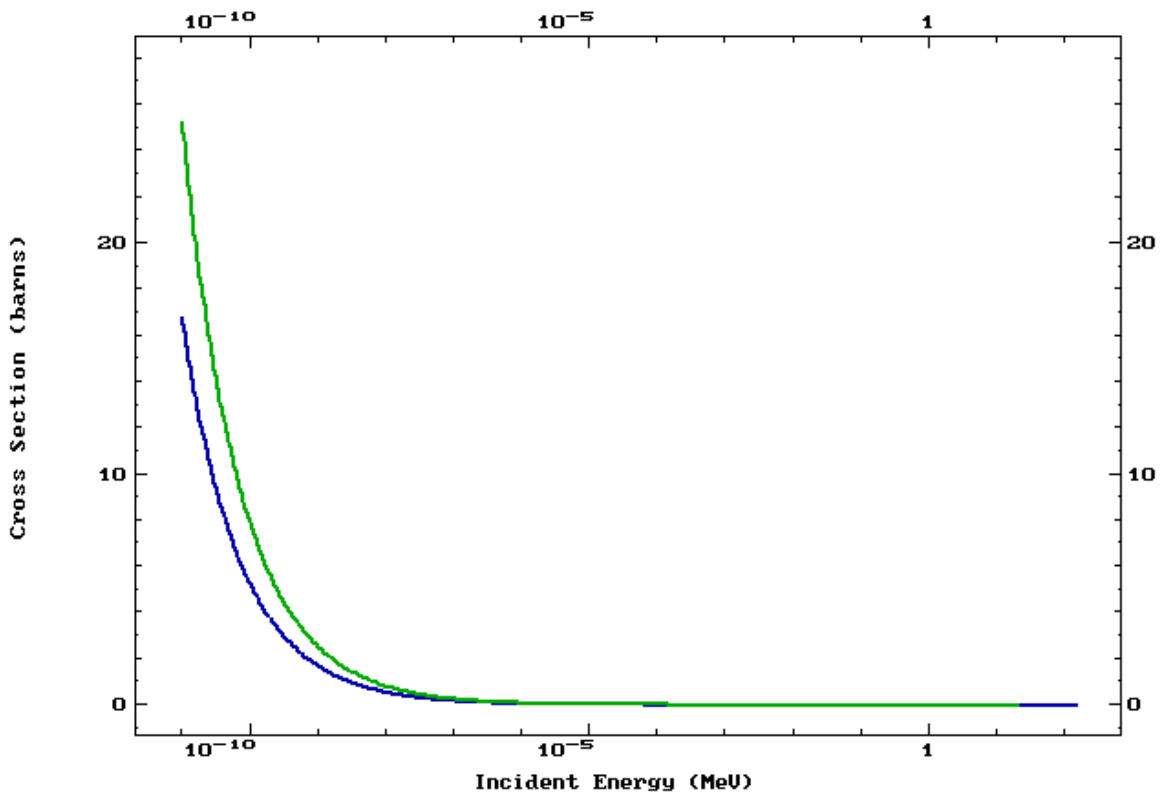
Obrázek 3.1 [06] znázorňuje energetickou závislost účinného průřezu zachytu neutronů na vodíku a boru. Všimněme si, že lepší zachytné vlastnosti boru se začnou výrazněji projevovat až od hodnoty asi  $10^{-7} MeV$ . Při vyšších energiích se tedy oba materiály budou z hlediska

neutronového záchytu chovat podobně, neboť obsah vodíku v PE je podobný jako obsah vodíku a boru v PEB.

Z Obrázku 3.2, kde vidíme tutěž závislost, jen na ose y máme logaritmické měřítko, je patrný rychlý pokles účinného průřezu pro bor při energii neutronů rovné  $1 \text{ MeV}$ . Pro energie vyšší pak účinek boru zcela vymizí a dochází k záchytu pouze na vodíku.

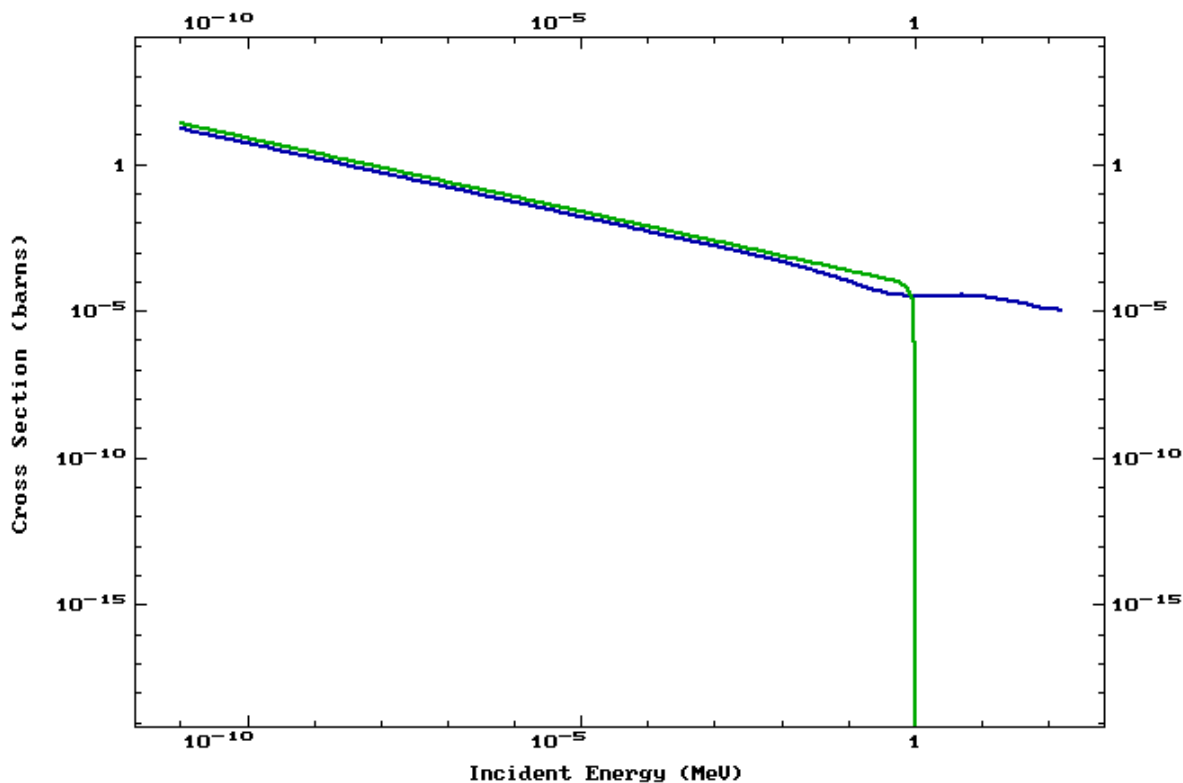
Ačkoliv se programu MCNPX a simulacím transportu částic věnuji ve své práci až dále, dovolím si již nyní uvést dvě neutronová spektra získaná právě touto cestou. Důvodem k tomu je ucelenost této kapitoly.

Geometrii simulací tvořil bodový izotropní zdroj neutronů, jehož spektrum odpovídalo zářiči  $^{241}\text{AmBe}$  popsáném v kapitole 1 a koule která detekovala spektrum prošlých neutronů. Vnitřek koule stejně jako okolní prostor tvořilo vakuum. Mezi zdroj a detekční kouli jsem postupně umisťoval jednu a dvě stěny nejprve z čistého polyetylenu a poté jednu a dvě stěny z polyetylenu dopovaného borem. Tloušťka jednotlivých stěn byla  $8 \text{ cm}$ .



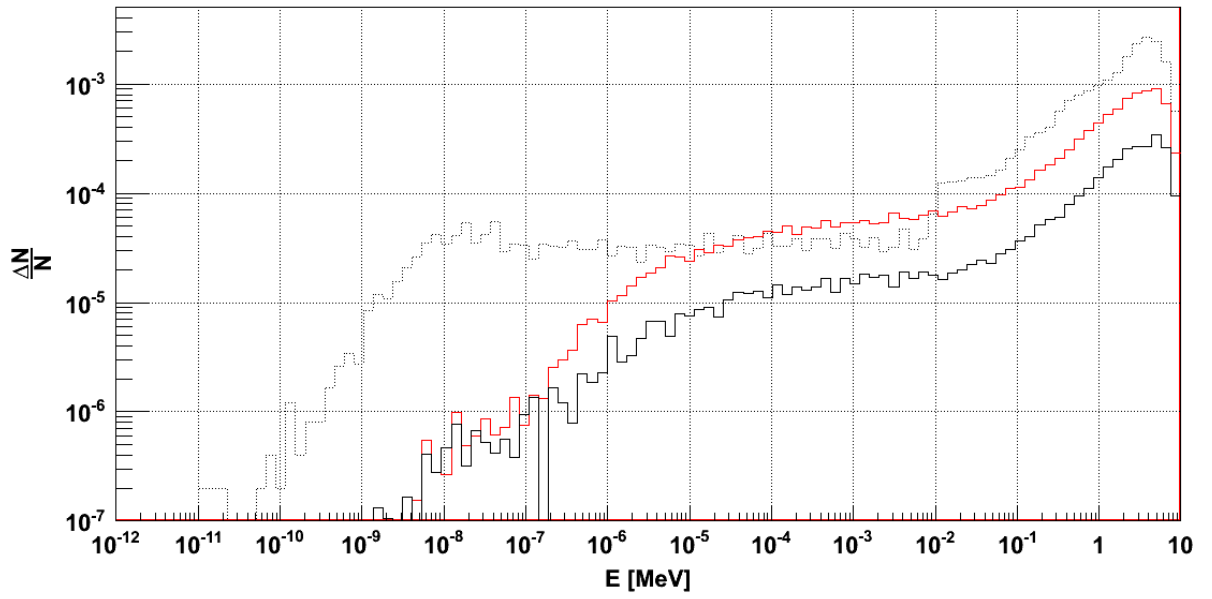
**Obrázek 3.1** Závislost účinného průřezu záchytu neutronů na energii pro vodík (modrá) a bor (zelená) – lineární měřítko [06]



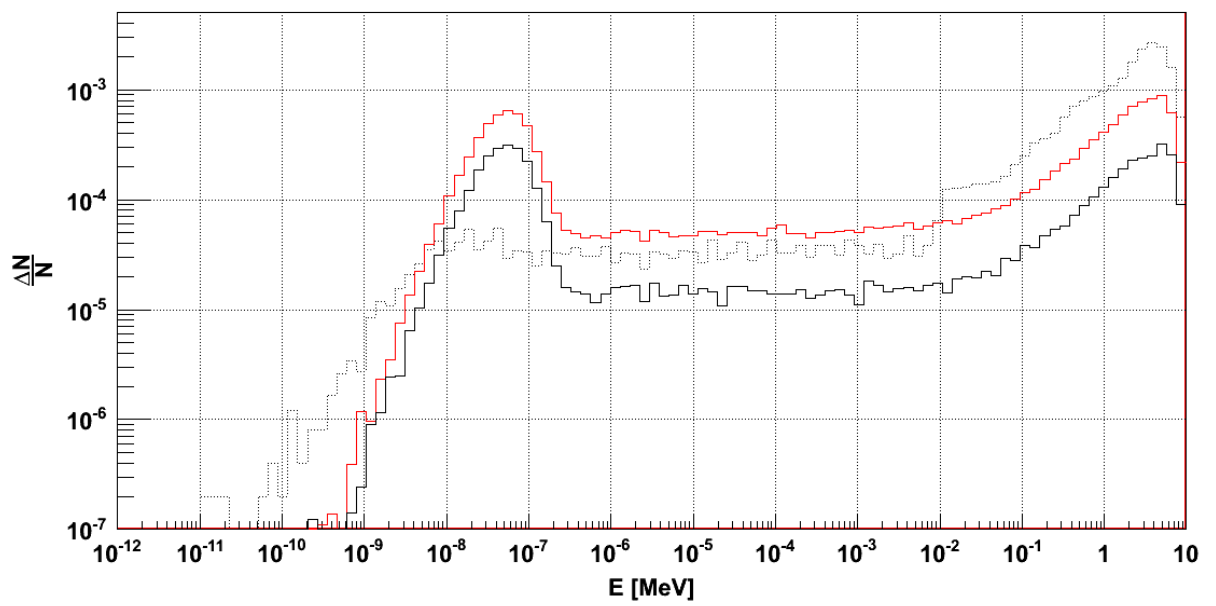


**Obrázek 3.2** Závislost účinného průřezu záchytu neutronů na energii pro vodík (modrá) a bor (zelená) – logaritmické měřítko [06]

Výsledek simulací PE vidíme na Obrázku 3.3 a simulace PEB znázorňuje Obrázek 3.4. V obou případech vidíme tři spektra, přičemž první odpovídá simulaci bez stínění (tečkovaně) a další dvě stínění jednou (červeně) a dvěma (černě) stěnami. Zatímco u čistého polyetyleny pozorujeme výrazný peak v oblasti energií  $10^{-9} - 10^{-7}$ , u borovaného polyetyleny vymizel vlivem záchytu na boru. Z tohoto faktu je možné vyjít při úvahách o konstrukci ozařovače. Jako vhodnější materiál pro vnitřní vrstvu, která má sloužit k termalizaci neutronů ze zdroje, aby ozařované vzorky byly vystaveny co nejintenzivnějšímu toku tepelných neutronů, se jeví čistý polyetylen. Velký účinný průřez záchytu na boru totiž vede k velmi rychlému pohlcení většiny tepelných neutronů, což je v tomto případě nežádoucí. Na druhou stranu se to dá s výhodou využít pro vnější vrstvu, jejímž hlavním úkolem je odstínit nepotřebné záření.



Obrázek 3.3 Simulace průchodu neutronů jednou (červená) a dvěma (černá) stěnami z PE



Obrázek 3.4 Simulace průchodu neutronů jednou (červená) a dvěma (černá) stěnami z PEB

## Vyhláška o radiační ochraně

Chceme-li navrhnout stínění neutronového zdroje, který se má dále využívat např. k ozařování vzorků v laboratoři, musíme při tom dbát určitých pravidel. Tato pravidla stanoví Vyhláška 307/2002 Sb. [08] vydaná Státním úřadem pro jadernou bezpečnost. Najdeme v ní definice fyzikálních veličin spojených s radiační ochranou, klasifikaci zdrojů ionizujícího záření, kategorizaci pracovišť, kde se vykonávají radiační činnosti a mnoho dalšího.

### 4.1 Definice veličin radiační ochrany

Uvádět zde výčet všech veličin spojených s radiační ochranou by nemělo smysl. Proto jsem se omezil pouze na tři, které se přímo týkají návrhu obalového zařízení pro neutronový zdroj.

**Dávkový ekvivalent  $H$**  – součin absorbované dávky v uvažovaném bodě tkáně a jakostního činitele  $Q$  (viz. Tabulka 4.1) vyjadřujícího rozdílnou biologickou účinnost různých druhů záření

**Tabulka 4.1** Jakostní činitele  $Q$  [08]

Lineární přenos energie $L$ [ $keV/\mu m$ ]	Jakostní činitel $Q(L)$
méně než 10	1
10 až 100	$0.32 \cdot L^{-2.2}$
více než 100	$300 \cdot L^{-0.5}$

**Absorbovaná dávka** – součin radiačního váhového faktoru  $w_R$  (viz. Tabulka 4.2) a střední absorbované dávky  $D_R$  pro ionizující záření  $R$ , nebo součet takových součinů, jestliže pole ionizujícího záření je složeno z více druhů nebo energií

**Příkon dávkového ekvivalentu** – časová derivace dávkového ekvivalentu vyjadřující jeho přírůstek za jednotku času

**Tabulka 4.2** *Radiační váhové faktory* [08]

Typ záření a případně energie	$w_R$
fotony	1
elektrony, miony	1
neutrony, méně než 10 keV	5
neutrony, 10keV až 100 keV	10
neutrony, 100 keV až 2 MeV	20
neutrony, 2 MeV až 20 MeV	10
neutrony, více než 20 MeV	5
protony, více než 2 MeV (mimo odražené)	5
částice alfa, těžká jádra, štěpné fragmenty	20

## 4.2 Drobné zdroje

Pokud bychom chtěli provést návrh stínění tak, aby zdroj mohl být klasifikován jako „Drobný zdroj,“ musel by splňovat následující zákonem stanovenou podmínku. Podle § 7 odst. 1 písm. a) zákona č. 307/2002 Sb. je drobným zdrojem ionizujícího záření generátor záření, který není nevýznamným zdrojem, konstruovaný tak, že příkon dávkového ekvivalentu na kterémkoli přístupném místě ve vzdálenosti 0,1 m od povrchu zařízení je menší než  $1 \mu Sv/h$  s výjimkou míst určených za běžných pracovních podmínek k manipulaci a obsluze zařízení výhradně rukama, kde může příkon dávkového ekvivalentu dosahovat až  $250 \mu Sv/h$ .

# Základy práce s MCNPX

MCNPX je výpočetní kód založený na metodě Monte Carlo, který umožňuje simulovat transport téměř veškerých známých částic při energiích, s nimiž se běžně setkáme v praxi. Mezi další nejznámější kódy určené k řešení problémů interakce částic s látkovým prostředím patří třeba GEANT (GEometry ANd Tracking), SRIM/TRIM, EGS (Electron Gamma Shower), PENELOPE nebo AMOS. MCNPX vyniká nad některými z těchto kódů nejen provedením uživatelského rozhraní, které nevyžaduje znalost žádného programovacího jazyka, ale také svou všestranností (např. EGS zvládá pracovat pouze s elektrony, pozitrony a fotony). Proto jsem se rozhodl pro výpočty ve své práci použít MCNPX 2.4.0., jež jsem měl k dispozici.

## 5.1 Popis geometrie v MCNPX

Geometrické objekty vytváříme v MCNPX pomocí několika základních ploch – nejčastěji rovina, válcová plocha a kulová plocha – definovaných kódem na příslušné kartě vstupního souboru (viz. níže). Každá z těchto ploch rozděluje prostor na kladnou a zápornou část (obecně platí, že kladná část je „vně“ a záporná „uvnitř“). Plochy jednak určují hranice buněk a jednak mohou samy sloužit pro skórování výsledků u některých typů tallies.

Buňkou se myslí uzavřený objem ohraničený zmíněnými plochami. Definuje se pomocí průniků a sjednocení kladných a záporných částí prostoru jednotlivých ploch. Buňky musí vždy vyplňovat celý prostor. Z tohoto důvodu se při každé simulaci vytvoří koule o dostatečně velkém poloměru tak, aby simulované objekty byly uvnitř koule. Vnější prostor koule pak funguje jako jakási „mrtvá zóna“ vyplňující zbytek nepotřebného prostoru. Je nastavena tak, aby ukončila sledování historie částice, která do ní vstoupí, čímž zabraňuje částicím příliš vzdáleným od simulovaných objektů, aby zbytečně zatěžovaly výpočet.

## 5.2 Vstupní soubor

S MCNPX uživatel komunikuje prostřednictvím textového souboru obsahujícího vstupní data nutná pro popis dané úlohy. Ten může být dvojího typu, buď pro spuštění úlohy nebo pro restart/pokračování běhu úlohy. Soubor se dělí na několik částí zvaných „card“ (karta/štítek) vzájemně oddělených prázdnou řádkou. Pořadí karet i jejich význam jsou pevně určeny. Ačkoliv uživatel nejprve potřebuje definovat plochy a až následně pomocí ploch vytvářet buňky, nachází

se karta popisu buněk v souboru na místě prvním a karta ploch až na místě druhém. Na třetí kartě definujeme zbývající náležitosti nutné k výpočtu jako například specifikaci zdroje, způsob záznamu výsledků (tally), kritéria ukončení historie částice, počet simulovaných historií atd. Na samotném konci souboru může být prázdná řádka a za ní poznámky či komentáře.

Během vytváření vstupního souboru je třeba dbát určitých pravidel, např. text karet musí začínat v prvních pěti sloupcích, volná řádka může být použita pouze k oddělování karet a další. Všechny tyto náležitosti jsou popsány v návodu [10].

Pro ilustraci uvádím ukázkou krátkého vstupního souboru. V počátku souřadnic máme kouli z kadmia o poloměru 20 cm, v níž je izotropní, bodový zdroj fotonů o energii 3 MeV. Zajímá nás spektrum deponované energie fotonů v kostce z germania o hraně 10 cm umístěné 5 cm od koule v kladném směru osy  $x$ . Koule i kostka jsou obklopeny vakuem a umístěny ve výše zmiňované kouli o dostatečně velkém poloměru, jejíž vnitřek nám tvoří jakýsi svět, v němž se výpočet odehrává. Co se dostane mimo svět, přestává existovat. Výpočet proběhne pro  $10^7$  částic emitovaných ze zdroje.

```

Fotony &
C
C Bunky
1 0          2          imp:p=0   $mrtva zona
2 0          1 -2 3     imp:p=1   $vakuum
3 1 -8.65    -1        imp:p=1   $koule z kadmia
4 2 -5.323   -3        imp:p=1   $Ge kostka

C Plochy
1 so 20
2 so 100
3 rpp 25 35 -5 -5 -5 -5

mode p
sdef par=p pos=0 0 0 erg=3   $specifikace zdroje
f8:p 4                       $specifikace tally
e1 0.001 100i 4
m1 48000 -1                  $Cd
m2 32000 -1                  $Ge
nps 1e7                      $pocet historií

```

### 5.3 Tallies

Mluvíme-li o MCNPX, měli bychom také zmínit pojem tally. Tallies jsou procedury předdefinované v programu, jejichž výstupem jsou veličiny charakterizující radiační pole v daném místě či oblasti simulovaného prostoru. Tyto veličiny jsou odvozené od počtu částic procházejících příslušnou oblastí prostoru. Přehled všech tallies a stručnou charakteristiku jejich vlastností vidíme v Tabulce 5.1. Ve sloupci „Podporované částice“ jsou uvedeny pouze částice, které jsou nějakým způsobem podstatné při výpočtech pro potřeby mé práce. Jinak MCNPX umožňuje simulovat více než třicet druhů částic.

Tallies je možné nejrůznějšími způsoby modifikovat a přizpůsobovat si je pro vlastní potřebu. Lze například nastavit rozsahy energetických binů, zohlednit úhlovou distribuci částic, sledovat pouze určitý typ interakcí v buňce, využít konverzních funkcí a mnoho dalšího.

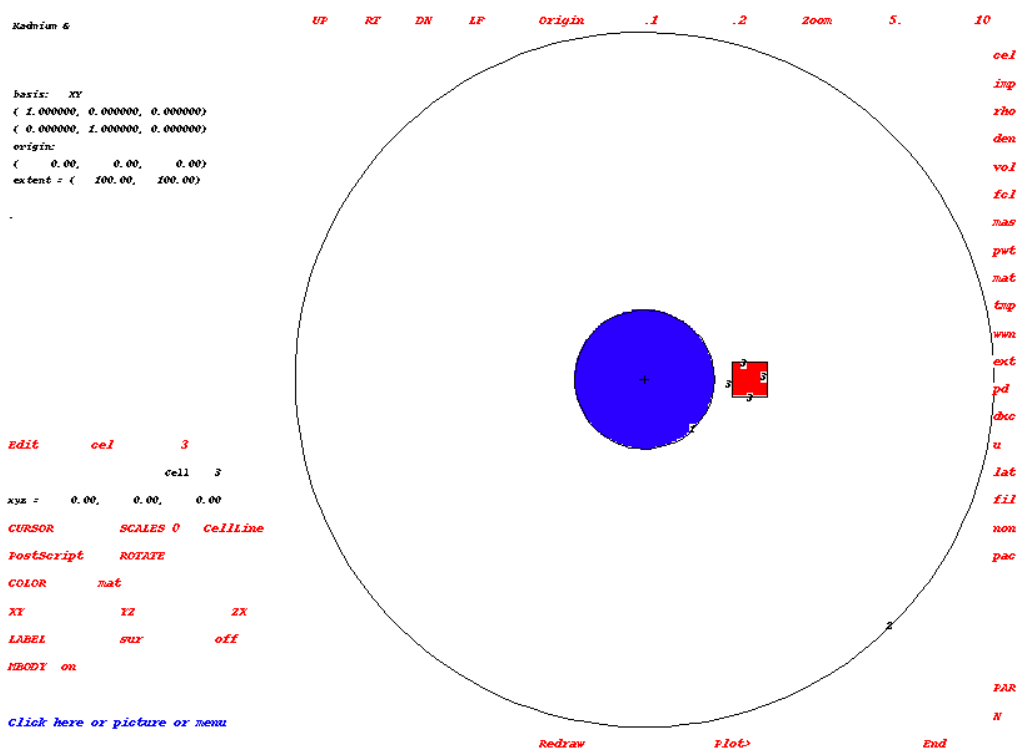
Výsledné hodnoty všech tallies jsou normovány na jednu generovanou částici ze zdroje. Chceme-li porovnávat nasimulovaná spektra s měřením, nesmíme na tento fakt zapomenout a provést normování na příslušnou emisi zdroje.

**Tabulka 5.1** Přehled tally v MCNPX a jejich vlastností [10]

Označení tally	Podporované částice	Základní charakteristika	Fyzikální rozměr
f1	n p e	počet částic prošlých plochou	počet
*f1	n p e	energie prošlá plochou	MeV
f2	n p e	fluence průměrovaná přes plochu	počet/cm <sup>2</sup>
*f2	n p e	fluence energie prům. přes plochu	MeV/cm <sup>2</sup>
f4	n p e	fluence prům. přes buňku	počet/cm <sup>2</sup>
*f4	n p e	fluence energie prům. přes buňku	MeV/cm <sup>2</sup>
f5	n p	fluence v bodovém/prstencovém detektoru	počet/cm <sup>2</sup>
*f5	n p	fluence energie v bodovém/prstencovém detektoru	MeV/cm <sup>2</sup>
f6	n p	energie deponovaná v jednotce hmotnosti	MeV/g
*f6	n p	energie deponovaná v jednotce hmotnosti	jerks/g
f7	n	neutronové štěpení jader	MeV/g
*f7	n	neutronové štěpení jader	jerks/g
f8	p e	počet částic absorbovaných v buňce	pulsy
*f8	p e	energie deponovaná v buňce	MeV
+f8	e	náboj vzniklý v buňce	náboj

## 5.4 Moduly PLOT a MCPOT

Součástí MCNPX je také modul PLOT. Umožňuje vytvářet řezy prostorem úlohy a usnadňuje tak kontrolu jejího geometrického uspořádání. Přehledně zobrazuje jednotlivé buňky i plochy včetně jejich čísel. Ukázka výstupu z tohoto modulu je na Obrázku 5.1. Zobrazuje řez vedený počátkem souřadnic kolmo k ose z, geometrií ilustrační úlohy popsané výše. Uprostřed vidíme modrý kruh představující kadmiovou kouli a hned vedle červený čtverec – germaniová kostka. Velká černá kružnice představuje hranici „mrtvé zóny.“ Barva objektů souvisí s materiálem, z něhož jsou vytvořeny.



Obrázek 5.1 Příklad výstupu z modulu MCPLLOT – řez geometrií ilustračního souboru

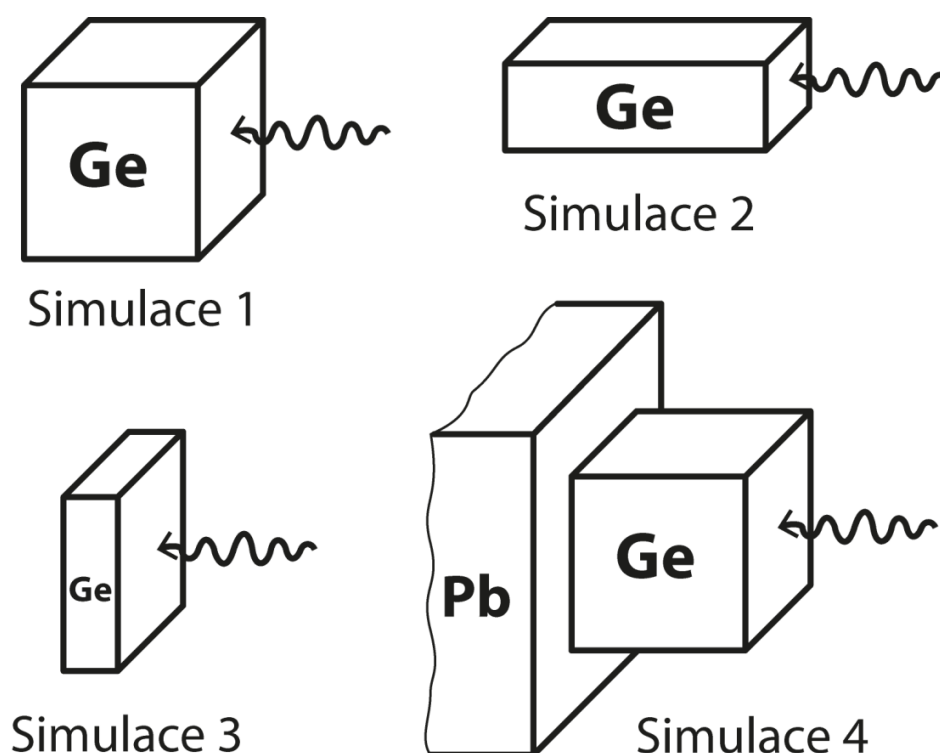
Kromě modulu PLOT lze využít také modul MCPLLOT určený k vykreslení výsledků výpočtu. Mimo samotné zobrazení spekter je umí i vzájemně porovnávat (maximálně však pouze dvě najednou), lze nastavit lineární či logaritmické osy aj. Bohužel grafický výstup je možný pouze ve formátu postskriptového souboru, s nímž se pracuje obtížně. Chybí totiž kvalitní software, který by manipulaci s tímto formátem zvládal. To byl jeden z důvodů, proč jsem vypočtená spektra převáděl do histogramů v programu ROOT. Ten má nejen mnohem širší možnosti, co se týče grafické úpravy vykreslených spekter, ale umí spektra vzájemně sčítat, násobit konstantou, porovnávat, integrovat a mnoho dalšího.



## Simulace transportu fotonů

Dříve, než přistoupíme k simulacím reálných úloh, je dobré si na jednoduchém příkladě ověřit, zda se výstupy z programu chovají dle našich očekávání. Nejprve jsem testoval depozici energie fotonů v germaniovém detektoru. Detektor byl aproximován kvádry různých rozměrů. Interakce a jevy spojené s tímto procesem nejsou nijak výrazně složité a lze je snadno identifikovat ve spektru deponované energie.

Svazek poloměru  $r = 0.3 \text{ cm}$  (není třeba uvažovat hustotu proudu svazku, neboť, jak již bylo řečeno, MCNPX přepočítává veškeré výsledky na jednu částici emitovanou ze zdroje) tvořený fotony o energii  $E_\gamma = 3 \text{ MeV}$  jsem namířil na germaniovou kostku hustoty  $\rho = 5.323 \text{ g.cm}^{-3}$ . Vše bylo umístěno do vakua. Provedl jsem celkem čtyři výpočty pro různé rozměry germaniového hranolu, přičemž v posledním výpočtu ještě přibyl hranol z olova. Spektrum z prvního výpočtu jsem pak použil jako normu pro srovnání ostatních spekter.

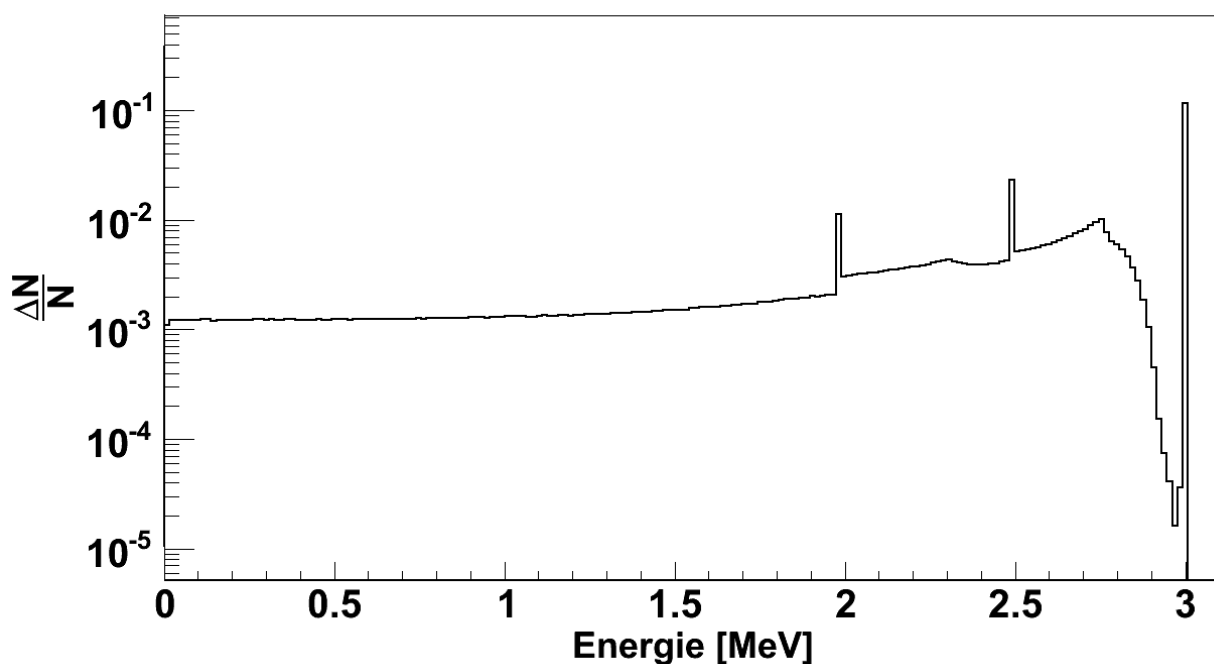


Obrázek 6.1 Ilustrace geometrie jednotlivých simulací

Uspořádání prvního výpočtu je zřejmé z Obrázku 6.1 – Simulace 1. Svazek fotonů dopadá kolmo na střed stěny germaniové kostky o hraně  $a = 5 \text{ cm}$ . Ve výsledném spektru (viz. Obrázek 6.2) jsou jasně rozpoznatelné tři peaky. Vpravo je peak úplné absorpce (tzv. fotopeak), odpovídající energii 3 MeV. Vznikne, když foton deponuje v germaniu veškerou svou energii. Nalevo od něj Comptonova hrana, která se tvoří díky vlastnostem Comptonova rozptylu. Jednou z charakteristických hodnot tohoto rozptylu je energie  $E_{max}$ , kterou předá foton elektronu, dojde-li ke zpětnému rozptylu. Platí vztah

$$E_{max} = \frac{2E_\gamma^2}{m_e c^2 + 2E_\gamma} \quad (6.1)$$

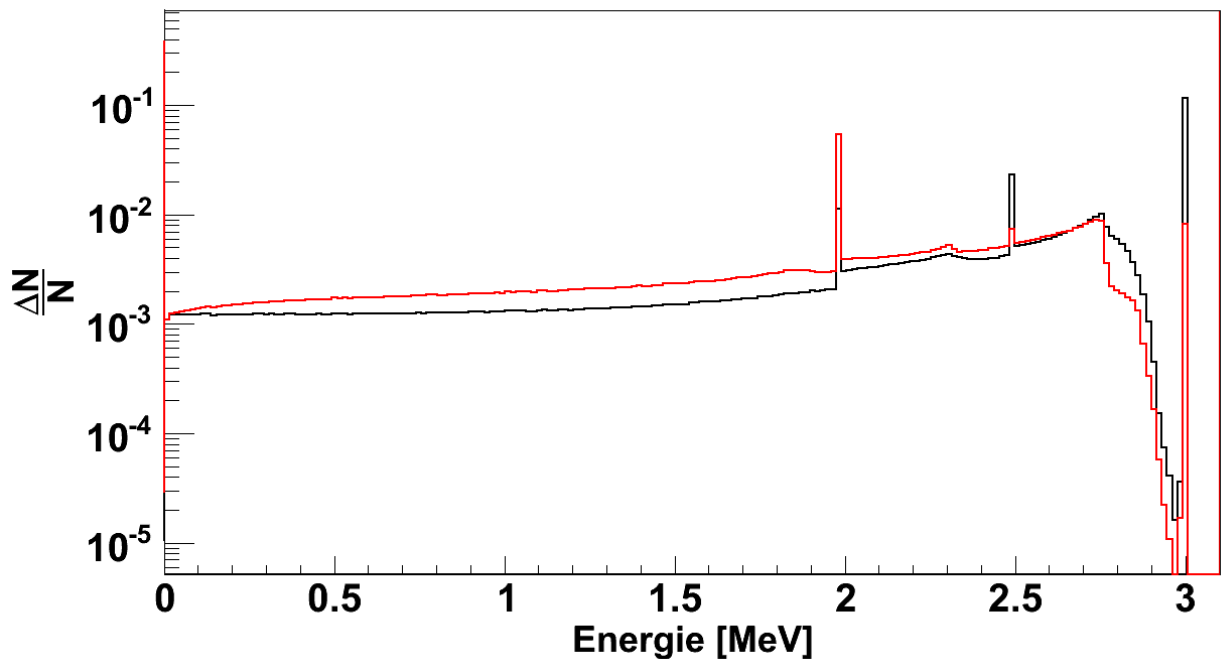
kde  $E_\gamma$  je energie fotonu před rozptylem a  $m_e$  je hmotnost elektronu. Dosazením příslušných hodnot dostáváme  $E_{max} = 2.76 \text{ MeV}$ . Ve spektru je u této hodnoty vidět Comptonovská hrana. Fakt, že Comptonova hrana není ani tak moc hrana jako spíše klesající kopeček, je způsobený vícenásobným rozptylem fotonů, jež nakonec s malou energií uniknou.



Obrázek 6.2 Výsledné fotonové spektrum Simulace 1

Dva únikové peaky, odpovídající hodnotám  $E_1 = 2.5 \text{ MeV}$  resp.  $E_2 = 2 \text{ MeV}$ , se nazývají „single escape“ resp. „double escape.“ Jednou z možných interakcí fotonu při průchodu látkou je produkce elektron-positronového páru. Pokud se foton nachází v poli atomového jádra a jeho

energie je větší než  $2m_e c^2$  může dojít k vytvoření páru  $e^+$  a  $e^-$ . Elektron většinou daleko nedoletí (záleží na jeho kinetické energii při vzniku) a veškerá jeho energie se deponuje. Pozitron se sice také moc daleko nedostane, ale na rozdíl od elektronu po svém zpomalení anihiluje. Emitují se dva fotony s energiemi  $m_e c^2 = 0.511 \text{ MeV}$ . Jsou tři nejčastější možnosti, jak to může skončit. Když se oba fotony pohltí, zvětší se nám ve spektru peak úplné absorpce. Unikne-li jeden z fotonů, deponovaná energie bude rovna  $E_1 = E_\gamma - 0.511 \cong 2.5 \text{ MeV}$  („single escape“). A pokud uniknou fotony oba dostaneme  $E_2 = E_\gamma - 2 \cdot 0.511 \cong 2 \text{ MeV}$  („double escape“). Může se to ovšem ještě maličko zkomplikovat a sice tak, že unikající fotony cestou z germania ještě stihnou podstoupit Comptonův rozptyl. Podíváme-li se na simulované spektrum pozorně, můžeme vidět vpravo od obou únikových peaků jakési náznaky Comptonovského kontinua.

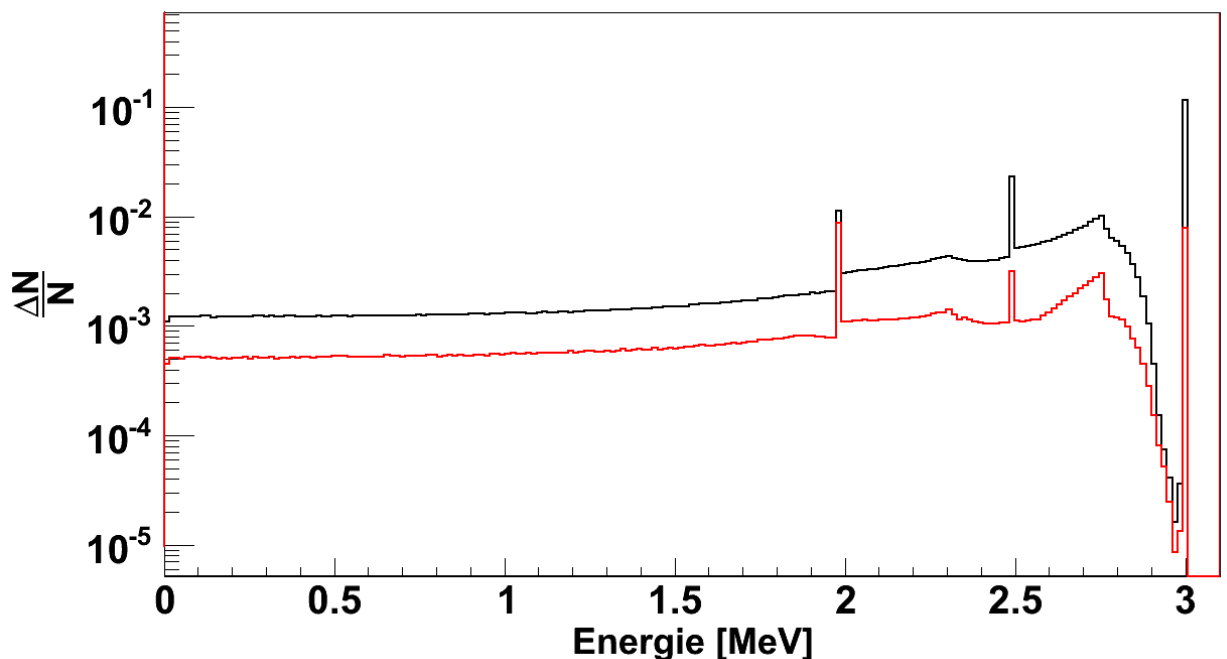


**Obrázek 6.3** Výsledné fotonové spektrum Simulace 2

Geometrii druhého výpočtu vidíme opět na Obrázku 6.1 – Simulace 2. Svazek dopadá kolmo na střed strany hranolu, jehož rozměry jsou  $5 \times 0.6 \times 0.6 \text{ cm}$ . Délka ve směru svazku tedy zůstala stejná a došlo jen k zúžení kostky kolmo na svazek. Toto uspořádání by se mělo projevit poklesem peaku úplné absorpce, protože fotony rozptýlené Comptonovým rozptylem snadněji uniknou do stran. Stejně tak snadněji uniknou fotony z produkce párů, takže peak pro „double escape“ by měl narůst. Z Obrázku 6.3 je vidět, že tomu tak skutečně je. Mimo to si můžeme

všimnout výrazného snížení náběhu Comptonovy hrany způsobeného omezením vícenásobného rozptylu v důsledku snazšího úniku rozptýlených fotonů. Ze stejného důvodu nejspíš došlo také ke zvýšení hladiny Comptonovského kontinua. Snížil se peak „single escape,“ neboť vzhledem ke geometrii je pravděpodobnější únik obou fotonů z produkce párů.

Ve třetím výpočtu má hranol rozměry  $1 \times 5 \times 5 \text{ cm}$ . Svazek fotonů dopadá kolmo na střed čtvercové strany (viz. Obrázek 6.1 – Simulace 3). Spektrum na Obrázku 6.4 svědčí o celkovém poklesu deponované energie. Protože je vrstva materiálu tenčí, pohltí se méně fotonů. Mimo to si můžeme všimnout, že únikový „double escape“ peak se vůči ostatním relativně zvětšil. Stejně jako v předchozím případě to svědčí o častějším úniku obou fotonů při produkci párů. Ztenčení materiálu také způsobilo prohloubení údolí mezi Comptonovskou hranou a peakem úplné absorpce, což značí snížení výskytu vícenásobného rozptylu.



**Obrázek 6.4** Výsledné fotonové spektrum Simulace 3

Do poslední simulace jsem těsně za původní germaniovou kostku umístil olověnou zeď. Opět ale měříme deponovanou energii fotonů pouze v germaniu (viz. Obrázek 6.1 – Simulace 4). Ve spektru (viz. Obrázek 6.5) se nám objevil jeden zcela nový, výrazný peak a dva rozmazanější kopečky. Vše v oblasti nižších energií. Není náhodou, že výrazný peak odpovídá energii  $0.511 \text{ MeV}$ . Když foton proletí germaniem a v olovu dojde k produkci  $e^-e^+$  páru, anihiluje

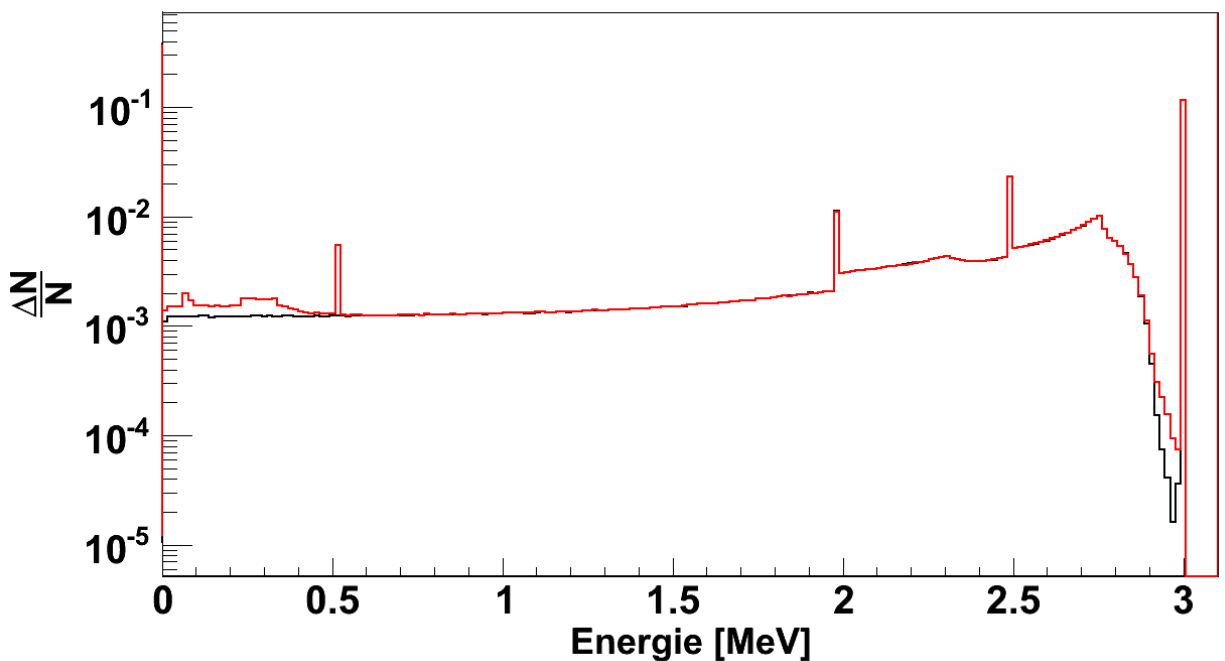
vzniklý pozitron s elektronem a emitují se dva fotony s energiemi právě  $0.511 \text{ MeV}$ . Oba fotony se rozletí opačnými směry, neboť musí být zachována jejich celková hybnost, takže do germaniové kostky se může dostat vždy jen jeden z nich. Takový foton pak přispívá k vytvoření zmíněného, tzv. anihilačního peaku.

Vlevo od anihilačního peaku vidíme roztáhlý kopeček, který vytvořili fotony zpětně rozptýlené z olova. Jeho dolní hranice odpovídá přibližně energii  $E'_{\gamma min} \cong 0.235 \text{ MeV}$ , vypočtené ze vztahu

$$E'_{\gamma} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2} (1 - \cos \vartheta)} \quad (6.2)$$

kde energie rozptylovaných fotonů  $E_{\gamma} = 3 \text{ MeV}$ , klidová energie elektronu  $m_e c^2 = 0.511 \text{ MeV}$  a úhel zpětného rozptylu  $\vartheta = \pi$ . Právě při zpětném rozptylu je energie vracejícího se fotonu nejmenší, tedy rovna  $E'_{\gamma min}$ . Ne všechny zpětně rozptýlené fotony, které se vracejí do kostky, ovšem mají při rozptylu právě energii  $E_{\gamma} = 3 \text{ MeV}$ . Některé z nich mohli o část energie přijít už během průletu germaniem. Proto nám proti původnímu spektru lehce narostla i část vlevo od kopečku.

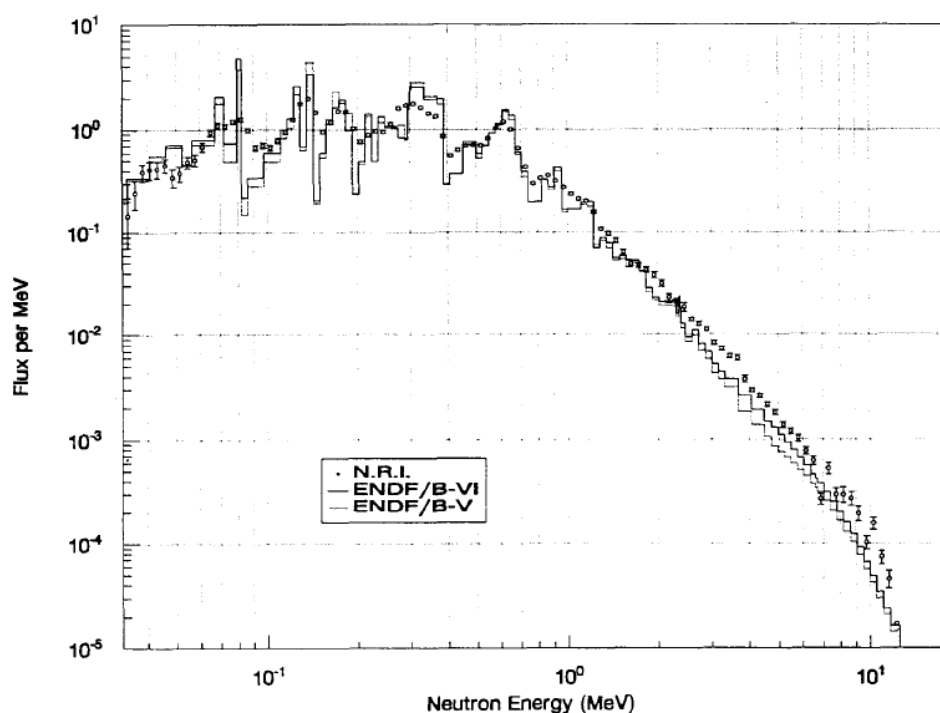
Za zmínku ještě stojí malý zub, odpovídající energii asi  $0.088 \text{ MeV}$ . Jedná se o charakteristické rentgenové záření olova. Vzniká fotoefektem v olovu, kdy elektrony vybuzené z K-slupky do L-slupky, emitují při svém návratu foton právě o této energii.



Obrázek 6.5 Výsledné fotonové spektrum Simulace 4

## Simulace transportu neutronů vs. měření

V minulé kapitole jsme ověřili, že při simulaci průchodu fotonů látkou probíhají interakční procesy v souladu s naším očekáváním. Vzhledem k odlišné fyzikální podstatě neutronů bychom nyní měli prozkoumat také jejich chování během simulace. Bohužel z energetických spekter neutronů toho o způsobu jakým interagovaly, nedokážeme vyčíst tolik, jako v případě fotonů a musíme proto tento průzkum pojmout poněkud jinak.

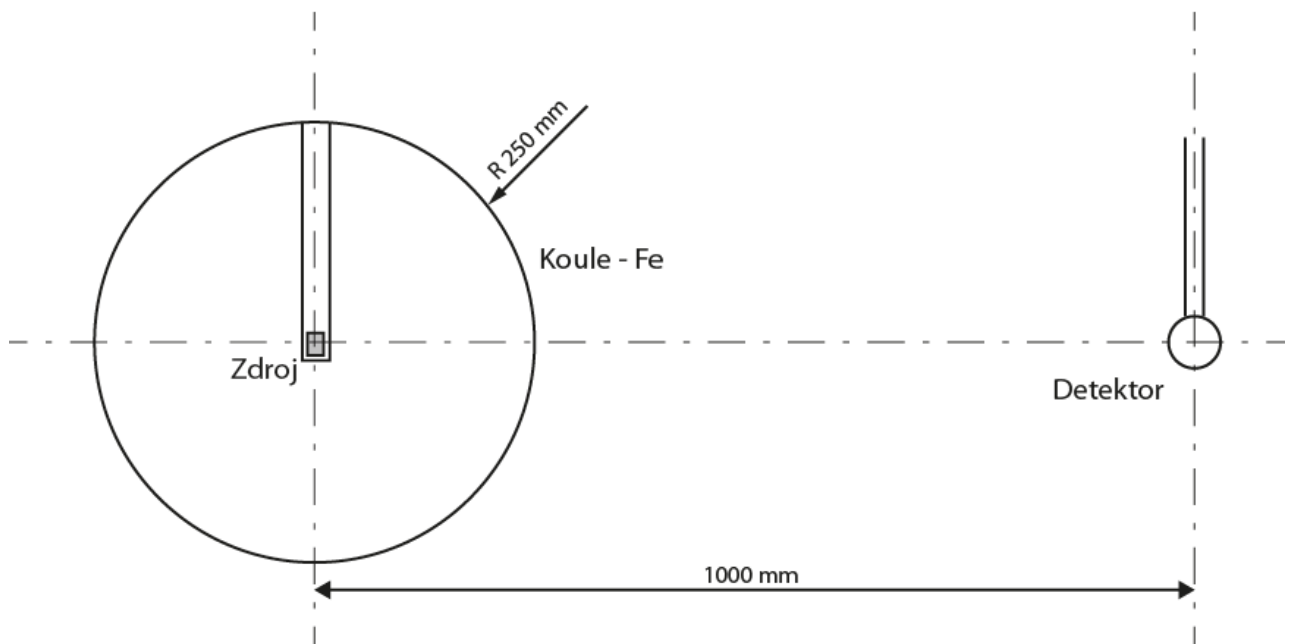


**Obrázek 7.1** Porovnání měření (NRI) s dvěma různými simulacemi (použity knihovny ENDF/B-V a ENDF/B-VI), uvedené v článku [09]

V článku [09] se autoři zabývají srovnáním dvou simulací vypočtených pomocí různých knihoven účinných průřezů (jedná se o knihovny ENDF/B-V a ENDF/B-VI) s reálným měřením, přičemž knihovna ENDF/B-VI je novější a má tudíž více odpovídat skutečnosti. Měření probíhalo na půdě tehdy ještě československého Ústavu jaderného výzkumu v Řeži (National Research Institute – NRI). Jak porovnání knihoven dopadlo, není pro tuto práci relevantní. Důležité je, že tvar spekter se v závislosti na použité knihovně příliš nemění (viz. Obrázek 7.3) a také fakt, že simulace autorů se poměrně dobře shoduje s měřením, což je patrné z Obrázku 7.1. Provedeme nyní stejnou simulaci jako autoři článku a pokud se dostaneme

k podobnému výsledku, bude to znamenat, že i simulace neutronů probíhá v našich výpočtech, jak má.

Výpočet simulace popsané v článku proběhl s použitím kódu XSDRNPM-S a pro specifikaci zdroje  $^{252}\text{Cf}$  bylo použito neutronové spektrum získané od NIST (the National Institute of Standards and Technology). Na rozdíl od autorů jsem simuloval pomocí programu MCNPX, který disponoval knihovnou účinných průřezů ENDL a neutronové spektrum jsem převzal z kompendia [03].



**Obrázek 7.2** Experimentální uspořádání měření – simulace

Experimentální uspořádání se skládalo z neutronového zdroje  $^{252}\text{Cf}$  umístěného v železné kulové slupce s vnějším poloměrem 25 cm a detektor umístěný ve vzdálenosti 1 m od jejího středu (viz. Obrázek 7.2).

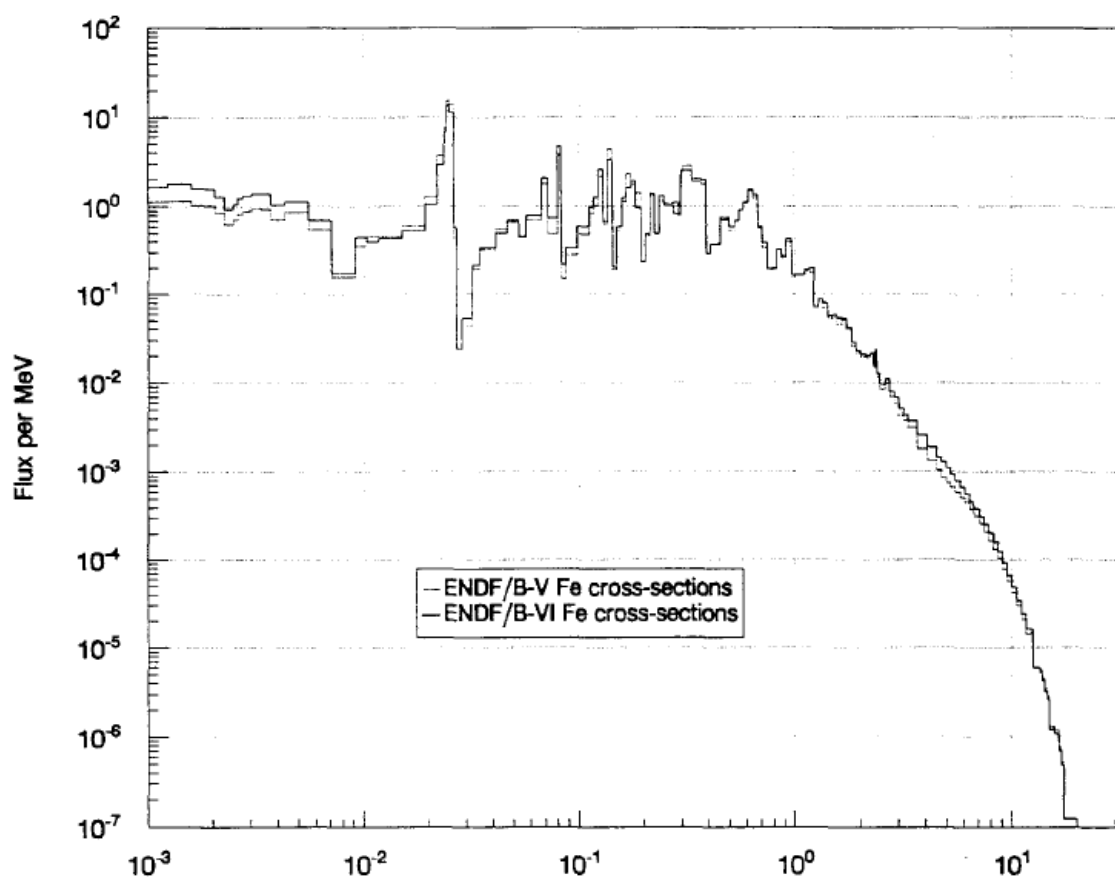
Jelikož je sféricky symetrická geometrie při výpočtech nejvýhodnější, aproximovali autoři válcové kovové pouzdro i trubici, v níž byl zdroj uložen, koncentrickými kulovými slupkami. Postupoval jsem tedy stejně. Materiálové složení jednotlivých slupek včetně jejich tloušťky je v Tabulce 7.1. Slupky jsou v ní uspořádány, jak jdou v reálu za sebou od středu směrem ven. V databázi MCNPX chyběly účinné průřezy pro interakci neutronů s jádru  $^{58}\text{Fe}$ . Vzhledem k nízkému obsahu  $^{58}\text{Fe}$  v použitých materiálech jsem jej nahradil  $^{57}\text{Fe}$ .

**Tabulka 7.1** Složení materiálů použitých v simulaci

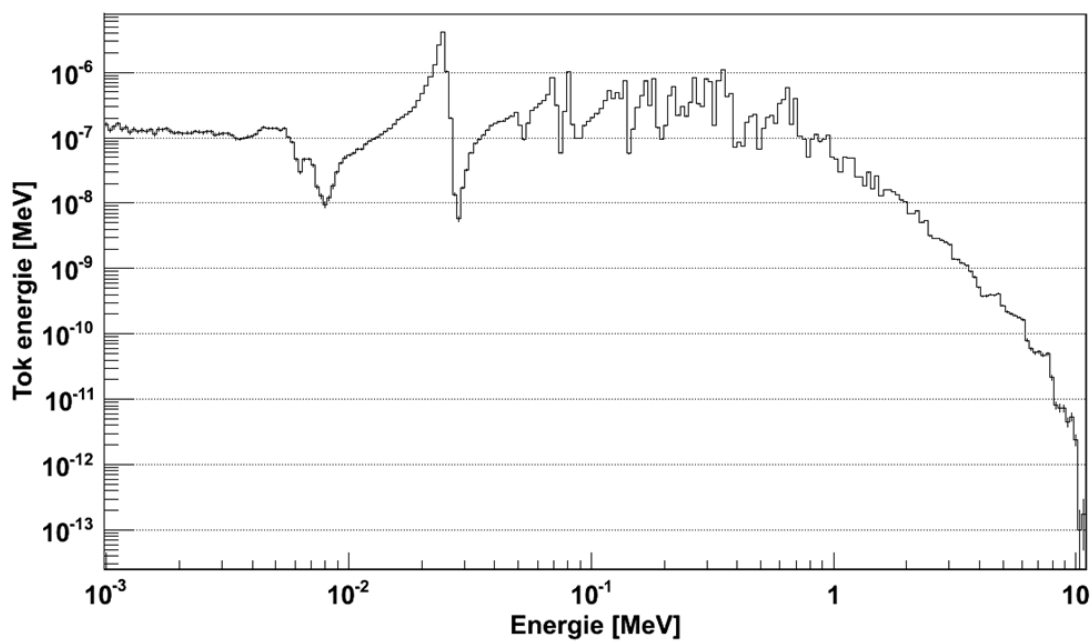
Materiál (tloušťka [mm])	Složení	Hmotnostní podíl [%]
Pouzdro (0.7)	<sup>54</sup> Fe	4.071
	<sup>56</sup> Fe	64.371
	<sup>57</sup> Fe	1.544
	<sup>58</sup> Fe	0.211
	Cr	18.595
	Ni	9.813
	Mn	1.395
Úložná trubice (12.5)	<sup>27</sup> Al	93.9000
	Cu	4.0000
	<sup>54</sup> Fe	0.0406
	<sup>56</sup> Fe	0.0406
	<sup>57</sup> Fe	0.0154
	<sup>58</sup> Fe	0.0021
	Mg	0.5000
	Si	0.5000
	Mn	0.4000
Stínící koule (250.0)	<sup>54</sup> Fe	5.767
	<sup>56</sup> Fe	91.168
	<sup>57</sup> Fe	2.187
	<sup>58</sup> Fe	0.298
	C	0.070
	P	0.030
	S	0.030

Porovnáme-li výsledek práce autorů (Obrázek 7.3) s neutronovým spektrem vypočteným pomocí MCNPX (Obrázek 7.4), můžeme pozorovat jisté společné znaky např. peak v intervalu  $10^{-2} - 10^{-1} \text{ MeV}$ , propad odpovídající energii o něco málo menší než  $10^{-2}$  či sestupná tendence v oblasti energií vyšších než  $1 \text{ MeV}$ . Také zubaté části ve střední části spektra se chovají podobně. Nutno poznamenat, že v obou případech byla použita odlišná šířka binů, což lehce ovlivňuje tvar spektra.





Obrázek 7.3 Výsledné neutronové spektrum ze simulace provedené autory článku [09]



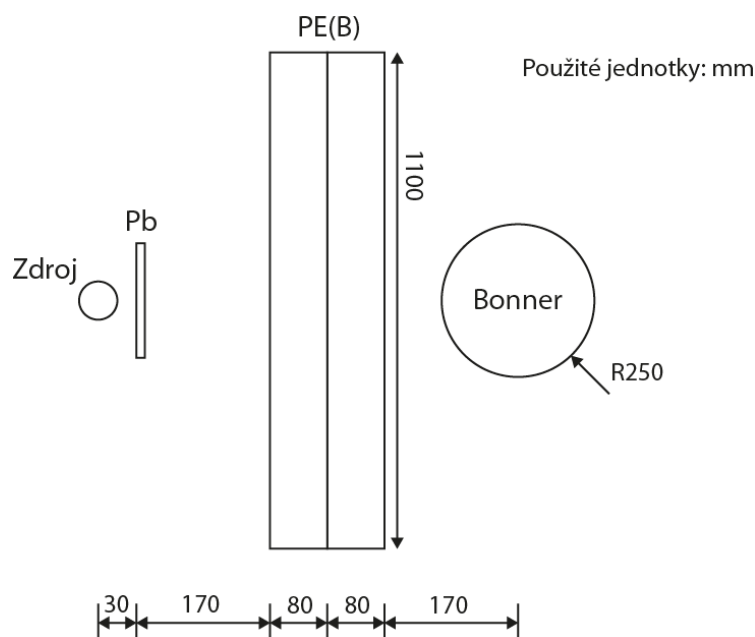
Obrázek 7.4 Energetické spektrum neutronů vypočtené v MCNPX

# Srovnání simulace a měření $^{241}\text{AmBe}$

V předešlých kapitolách jsme ověřovali chování fotonů a neutronů v simulacích MCNPX. Dosud se částice v simulacích vyskytovaly pouze odděleně a bylo by tedy dobré vyzkoušet řešení úlohy zahrnující oba druhy částic. Vypočtené výsledky tentokrát budeme porovnávat s naším vlastním měřením provedeným s neutronovým zářičem  $^{241}\text{AmBe}$  popsáním v kapitole Neutronové zdroje.

## 8.1 Uspořádání měření a jeho průběh

Zářič jsme umístili na stojan do výšky 45 cm a půl metru od něj jsme postavili detektor. Experimentální uspořádání ilustruje Obrázek 8.1 (rozměry jsou v mm). Pro detekci fotonů jsme použili HPGe detektor Canberra GR 3018 s reverzní elektrodou, relativní účinností 30%, vestavěným předzesilovačem Canberra 2002CSL, chlazený kapalným dusíkem z kryostatu typu Canberra 7600SL. Signál z detektoru šel přes předzesilovač do zesilovače Canberra 2020, odtud do A/D převodníku Easy MCA vyrobeného firmou ORTEC a dále přes USB port do počítače, kde záznam prováděl program MAESTRO for Windows verze 6.08.



**Obrázek 8.1** Schéma měření se zdrojem  $^{241}\text{AmBe}$ , polyetylenovými stěnami a detektorem (v případě detekce fotonů jsme jen zaměnili Bonnerovu sféru za HPGe detektor)

K detekci neutronů jsme využili Bonnerův detektor s polyetylenovou koulí o průměru 25 cm, která je na stojánku vysokém asi půl metru. Uvnitř koule je scintilační látka lithium jodid dopovaný europiem  ${}^6\text{Li}(\text{Eu})$ . Bonnerovou sférou jsme měřili příkon dávkového ekvivalentu od neutronů v jednotkách  $\mu\text{Sv}/\text{h}$ .

V první části měření jsme detekovali fotony. Nejprve jsme provedli kalibraci HPGe detektoru s fotonovými zářiči  ${}^{60}\text{Co}$  a  ${}^{226}\text{Ra}$ . Pak jsme mezi neutronovým  ${}^{241}\text{AmBe}$  zářičem a detektorem umístili stěnu poskládanou z polyetylenových cihel (dále jen PE). Stěna byla 80 cm vysoká, 110 cm široká a tloušťku měla 8 cm. Těsně před zářič jsme dali olovenou destičku o rozměrech 8 cm  $\times$  5 cm  $\times$  0.5 cm, která sloužila k zeslabení nízkoenergetického záření gama. Nastavili jsme dobu měření na 10 min a spustili záznam. Rozsah měřených energií byl 1 keV – 4.6 MeV.

Přidáním druhé stěny jsme vrstvu PE mezi zdrojem a detektorem zvýšili na 16 cm. Další dvě měření jsme provedli opět pro jednu a dvě stěny stejných rozměrů jako v prvním případě, ale tentokrát nebyly z čistého PE, nýbrž z polyetylenu dopovaného borem (dále jen PEB). Nakonec jsme ještě změřili signál pozadí místnosti.

Stejným způsobem, jako při měření gama spekter, jsme postupovali i při měření příkonu dávkového ekvivalentu s Bonnerovou sférou. Postupně jsme mezi detektor a zářič dávali stěny nejprve z PE a poté z PEB. Ukázalo se, že výsledek měření je velmi citlivý na přítomnost dalších objektů. Stačilo stát dva metry od sféry a už se to projevilo v řádech desetin  $\mu\text{Sv}/\text{h}$ . Proto jsme během každého měření opouštěli místnost, abychom neovlivňovali výsledek tím, že se budeme pohybovat poblíž. Délka každého měření byla opět nastavena na 10 min. Nakonec jsme ještě změřili neutronové pozadí místnosti.

## 8.2 Simulace

Nejprve jsem modeloval měření toku neutronů pomocí Bonnerovy sféry. Do geometrie jsem zahrnul izotropní bodový zářič v ocelovém pouzdře, olovenou destičku, PE stěny a dutou PE kouli Bonnerova detektoru (viz. Obrázek 8.1). V dutině této koule jsem pomocí tally typu F4 s využitím příslušných konverzních funkcí měřil příkon dávkového ekvivalentu od neutronů. Takto jednoduchá geometrie ovšem vykazovala poměrně velké odchylky od naměřených hodnot, proto jsem ještě přidal betonovou podlahu a nasimuloval příkon znovu.

Při simulaci měření gama záření pomocí HPGe detektoru zůstala geometrie stejná jako v předchozím případě s výjimkou detektoru. Detektor byl tentokrát aproximován germaniovým

válečkem, jehož rozměry  $\varnothing 5 \times 5 \text{ cm}$  jsem odhadl podle velikosti krytu detektoru. Jelikož chyběla v knihovně účinných průřezů data pro interakci neutronů s germaniem, nebylo možné provést simulaci s neutronovým zdrojem a germaniovým válečkem v jedné geometrii. Modeloval jsem tedy nejprve spektrum deponované energie od fotonů emitovaných přímo ze zdroje. Pomocí tally typu F8, která funguje podobně jako detektor a ukládá do každého binu počet registrací fotonů příslušné energie, jsem dostal spektrum jejich deponovaných energií. Výpočet spektra fotonů vzniklých v důsledku interakcí neutronů s materiálem jsem získal následujícím způsobem. Germanium, jež vyplňovalo buňku detektoru, jsem nahradil vakuem a použil jsem tally typu F1, která zaznamenává každou částici prošlou povrchem dané buňky. Tak jsem dostal spektrum fotonů, které prolétávají skrz oblast germaniového detektoru. Teď už jen stačilo nechat fotony tohoto spektra deponovat v germaniu. Vytvořil jsem proto simulaci, v níž byl jen izotropní, bodový zdroj (k jeho definici jsem využil dříve získané spektrum) umístěný ve středu kulového pláště o tloušťce  $5 \text{ cm}$ . Pláští jsem nastavil jako materiál germanium a použil jsem na něj tally typu F8. Složení spekter, jemuž se budu věnovat dále, jsem provedl v ROOTu.

### 8.3 Zpracování výsledků a diskuze

Od hodnot naměřených Bonnerovou sférou jsem odečetl neutronové pozadí místnosti, které činilo  $0.042 \mu\text{Sv}/h$ . Takto upravené hodnoty vidíme v Tabulce 8.1 včetně jejich absolutních chyb uvedených v závorkách. Také jsou v ní výsledky simulací pro geometrii bez podlahy (Sim-1), s podlahou (Sim-2) a odpovídající poměry měření/simulace. Použijeme-li v simulaci na tally F4 konverzní faktory ICRP-21, vypočte nám MCNPX příkon v jednotkách  $(\text{Sv}/h)/(n \cdot \text{s}^{-1})$  odpovídající jednotkovému toku neutronů ze zdroje. Když ho pak vynásobíme neutronovým tokem  $n \cdot \text{s}^{-1}$  reálného  $^{241}\text{AmBe}$  zdroje a koeficientem  $10^6$ , dostaneme příkon dávkového ekvivalentu v jednotkách  $\mu\text{Sv}/h$ , jak je uveden v tabulce.

Poměry příkonů z měření a Sim-1, v jejíž geometrii jsou zahrnuty pouze stínící stěny, kovové pouzdro zdroje, olověná destička a detektor, dosahují poměrně velkých hodnot. Na vině mohou být neutrony, které se při reálném měření dostaly do detektoru odrazem od okolních překážek (např. stěn, podlahy, stropu, stolů a dalšího vybavení laboratoře). Tuto hypotézu potvrzuje i fakt, že přidání podlahy, které jsem provedl v Sim-2 vedlo ke značnému snížení poměrů. Odraženým neutronům lze připsat i závislost poměrů na počtu stěn v simulaci. Čím je vrstva stínícího materiálu mezi zdrojem a detektorem tlustší (čím více stěn), tím větší je vliv odražených

neutronů na výslednou naměřenou hodnotu (protože detekujeme méně neutronů letících přímo ze zdroje) a tím více se pak liší simulace od měření.

**Tabulka 8.1** Srovnání hodnot naměřených Bonnerovou sférou se simulacemi (v geometrii Sim-2 je proti Sim-1 přidána podlaha)

Stínění	Měření [ $\mu\text{Sv/h}$ ]	Sim-1 [ $\mu\text{Sv/h}$ ]	Poměr-1 měř./sim.	Sim-2 [ $\mu\text{Sv/h}$ ]	Poměr-2 měř./sim.
nestíněno	10.0 (0.3)	2.281 (0.010)	4.40	2.884 (0.011)	3.48
1x PE	5.8 (0.2)	0.866 (0.006)	6.71	1.095 (0.007)	5.31
2x PE	2.6 (0.1)	0.302 (0.004)	8.74	0.410 (0.004)	6.44
1x PEB	5.2 (0.2)	0.872 (0.006)	5.96	1.101 (0.007)	4.72
2x PEB	2.6 (0.2)	0.314 (0.004)	8.12	0.423 (0.010)	6.03

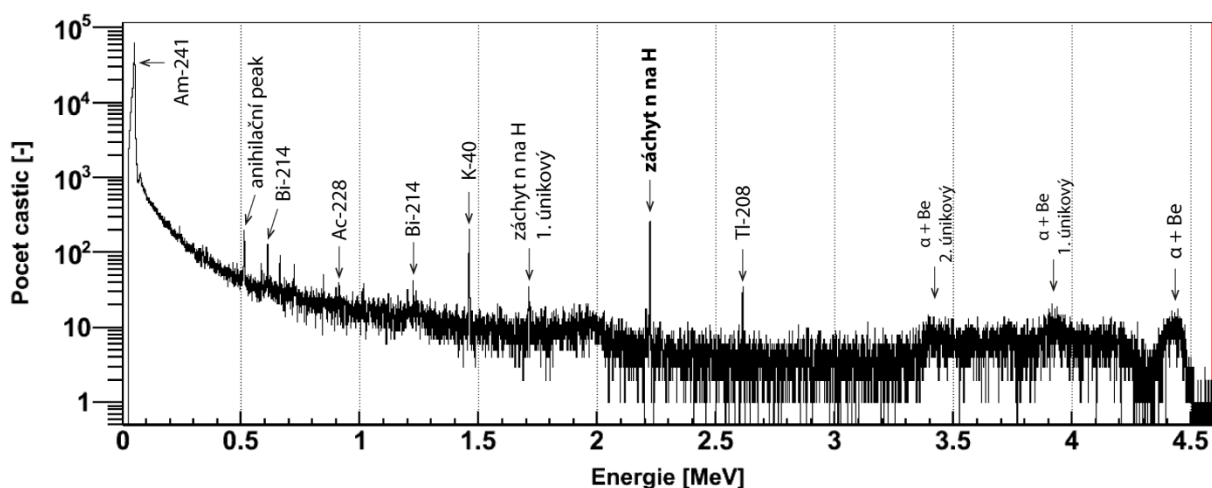
Navzdory našemu očekávání, že borovaný polyetylen bude stínit lépe než čistý, vyplývá z obou simulací něco jiného. Hodnoty jsou pro oba materiály velmi podobné, dokonce se zdá, jakoby čistý polyetylen stínil o trochu lépe. Příkon dávkového ekvivalentu jsme měřili Bonnerovou sférou, která pracuje tak, že nejprve moderuje neutrony ve vrstvě PE tlusté 12.5 cm a teprve když je dostatečně zpomalí, dojde k reakci se scintilační látkou. Do scintilátoru se tedy dostanou jen neutrony, jež měly v době, kdy přiletěly k detektoru, dostatečnou energii na to, aby prošly polyetylenovou koulí. V kapitole 3 jsme si řekli, že bor má výrazně lepší schopnost záchytu neutronů až ve chvíli, kdy jejich energie klesne pod asi  $10^{-8}$  MeV. Jenže neutrony s těmito energiemi stejně k hodnotám příkonu nepřispějí, protože se nedostanou skrz PE kouli. Možná proto jsou hodnoty ze simulace pro oba materiály tak podobné. To, že příkony při stínění borovaným polyetylenem jsou o několik tisícín větší, může být způsobeno statistikou výpočtu (vzhledem k chybám uvedeným u vypočtených hodnot). Pokud je tato úvaha správná, proč pak svědčí hodnoty reálného měření o vyšší stínící schopnosti PEB? Vraťme se k odraženým neutronům. Co kdyby odražených neutronů bylo srovnatelné množství jako těch, které letí ze zdroje přímo do detektoru (podotýkám, že když jsem stál ve vzdálenosti asi 1.5 m, měnily se hodnoty v řádech desetin)? Vedlo by to ke znehodnocení dat naměřených Bonnerovou sférou. Jestliže by totiž podíl odražených neutronů byl dost velký, nezáležela by hodnota měřeného příkonu jen na stínících vlastnostech materiálů, ale např. i na schopnosti neutrony odrážet do okolí aj.

Výsledek měření HPGe detektorem pro dvě PE stěny je na Obrázku 8.2. Nejvýraznějším peakem ve spektru je  $47.99 \text{ keV}$ . Energie gama záření, běžně generovaného  $\alpha$ -rozpadem  $^{241}\text{Am}$  je rovna  $59.54 \text{ keV}$ . Na první pohled spolu tyto hodnoty nemají nic společného, nesmíme však zapomenout, že mezi zdrojem a detektorem byla olovená destička, v níž se absorbuje část energie emitovaných fotonů. S dalším procesem probíhajícím ve zdroji souvisí peak  $4448.07 \text{ keV}$ . Jde o deexcitaci jádra  $^{12}\text{C}^*$  vznikajícího při generaci neutronů reakcí  $\alpha$ -částice s  $^9_4\text{Be}$ . V souvislosti s tím, se nám objevují náznaky dalších dvou peaků v oblasti energií přibližně o  $511 \text{ keV}$  (single escape) a  $1022 \text{ keV}$  (double escape) menší, než je zmíněná deexcitace.

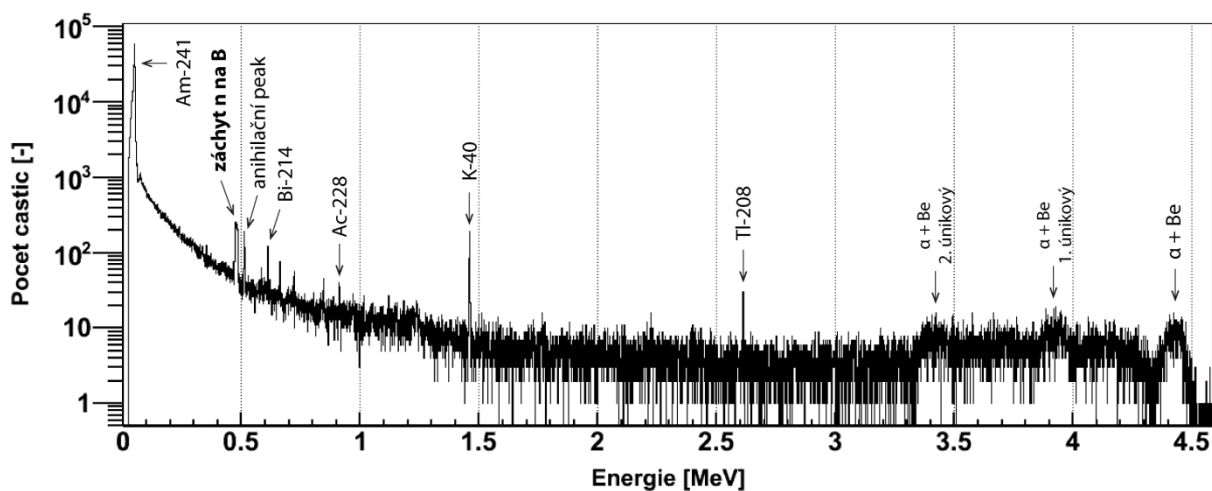
Důležitý je také peak  $2223.25 \text{ keV}$ . Ten vzniká díky záchytu tepelných neutronů na jádrech vodíku, který tvoří asi 14,4% hmotnosti čistého polyetyleny. Single escape peak od záchytu pak odpovídá energiím  $1712.13 \text{ keV}$ .

Většinu ostatních peaků tvoří gama záření emitované při rozpadu primárních radionuklidů, které se běžně vyskytují v přírodě. Nejrozšířenějším primárním radionuklidem je draslík  $^{40}\text{K}$ , jenž během svého rozpadu emituje fotony převážně s energiemi  $1460.822 \text{ keV}$ . Ostatní identifikované radionuklidy pocházejí z radiové či thoriové rozpadové řady.

Naměřené spektrum pro dvě PEB stěny vidíme na Obrázku 8.3. Od spektra pro čistý polyetylen se liší hlavně tím, že nevidíme peak záchytu na vodíku (ani příslušný single escape), neboť jak už bylo řečeno, bor má výrazně větší účinný průřez pro záchyt. Když se na boru  $^{10}_5\text{B}$  zachytí neutron, vzniká  $^{11}_5\text{B}$  v excitovaném stavu, který se rozpadá na  $^7_3\text{Li}$ , přičemž se generuje foton s energií  $477.4 \text{ keV}$ .



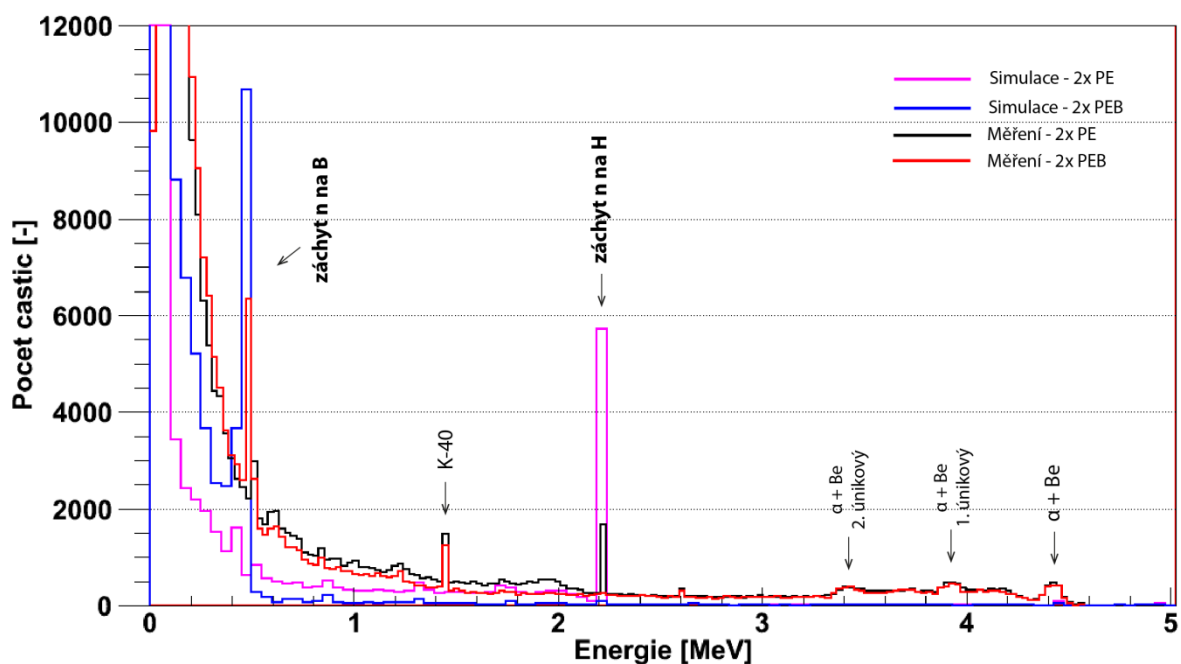
Obrázek 8.2 Fotonové spektrum naměřené při stínění dvěma PE stěnami



Obrázek 8.3 Fotonové spektrum naměřené při stínění dvěma PEB stěnami (borovaný PE)

Porovnání měření se simulací poněkud zkomplikovala zmiňovaná nepřítomnost účinných průřezů pro germanium. Pro každé měření jsem měl nasimulovaná dvě fotonová spektra – jedno pro fotony generované přímo ze zdroje a jedno pro fotony vzniklé interakcí neutronů s okolními materiály. Bylo třeba je nějakým způsobem složit, ale nemohl jsem je jen tak sečíst. Obě spektra byla normalizovaná, takže každé z nich odpovídalo jedné částici emitované ze zdroje, jenže zatímco v případě fotonů emitovaných přímo ze zdroje odpovídala rychlost emise aktivitě zdroje, v případě „neutronových“ fotonů bylo nutno pracovat s neutronovým tokem ze zdroje, tj. počtem neutronů emitovaných za sekundu. Spektrum fotonů generovaných zdrojem jsem tedy vynásobil aktivitou zdroje  $A_{AmBe} = 3.7 \text{ GBq}$  a dobou měření (600 s). Integrál tohoto spektra přes všechny

biny byl pak roven počtu fotonů generovaných ve zdroji, které jsme detekovali během měření. Plochy jednotlivých binů odpovídali počtu detekovaných částic s energiemi v příslušných intervalech. Dále jsem vynásobil spektrum „neutronových“ fotonů neutronovým tokem ze zdroje  $\Phi_{AmBe} = 2.1E + 05 \text{ n/s}$  a délkou měření, takže se integrál přes celou oblast vzniklého spektra rovnal počtu detekovaných fotonů vzniklých díky neutronovým interakcím. Plochy binů udávaly počet detekovaných fotonů s energiemi v daných intervalech. Složením takto upravených spekter vzniklo konečně výsledné spektrum nasimulovaných fotonů, které bylo možno porovnat se simulací. Složení ovšem nebylo zcela triviální, neboť obě spektra měla různou šířku binů. Naprogramoval jsem tedy v ROOTu skript, který plochy binů jednoho spektra rozdělil mezi biny spektra druhého.



**Obrázek 8.4** Porovnání simulace a měření při stínění čistým a borovaným polyethylenem

Na Obrázku 8.4 vidíme dvě dvojice spekter. První dvojici tvoří spektrum simulace stínění dvěma PE stěnami (magenta) a odpovídající měření (černá). Dvojice druhá pak představuje simulaci dvou PEB stěn (modrá) a příslušné měření (červená). U naměřených spekter jsem kvůli větší přehlednosti obrázku snížil počet binů a na ose y jsem zvolil lineární měřítko, aby lépe vynikly peaky záhytu na vodíku a boru, které lze dobře pozorovat jak ve spektrech nasimulovaných, tak v naměřených. Dle očekávání není v simulovaných spektrech vidět peak



z reakcí  $\alpha$ -částic s  ${}^9_4\text{Be}$  (a příslušné únikové peaky) ani peaky vzniklé rozpadem primárních radionuklidů např. draslíku  ${}^{40}\text{K}$ , neboť nic z toho není ve výpočtu zahrnuto.

Porovnání simulace s měřením můžeme provést také tak, že spočítáme plochy odpovídajících si peaků. Plochy těchto peaků se rovnají počtu detekovaných fotonů s energií v daném intervalu, takže pokud simulace dobře odpovídá realitě, měly by velikosti těchto ploch být podobné. Jedním z rozdílů mezi měřením a simulací je tvar peaků. Detekujeme-li fotony o určité energii reálným detektorem, pak se nám kvůli procesům, které v něm probíhají, peak poněkud rozmaže. Po určité době, by měl získat typicky gaussovský tvar. U simulovaných spekter tomu tak není a peak má tvar obdélníku, jehož šířka je dána šířkou binu. Vzhledem k tomu je nutné postupovat při určování velikosti ploch peaků poněkud odlišně. Naměřená spektra, jsme zaznamenávali programem Maestro, který mimo jiné umí určit plochu Gaussiánu proloženého označeným peakem tzv. „Net area.“ Tuto hodnotu lze porovnat s plochou obdélníku simulovaného spektra. Plochu obdélníku dostaneme vynásobením šířky binu jeho hodnotou (výškou) sniženou o pozadí. Naprogramoval jsem v ROOTu skript, který počítá plochu tak, že šířku binu vynásobí jeho výškou sniženou o průměr sousedních dvou binů.

Plochy peaků získané výše popsanými způsoby uvádím v Tabulce 8.1 a v Tabulce 8.2. Hodnoty pro měření jsem určoval z původního naměřeného spektra, nikoliv ze spektra se sníženým počtem binů, které je na Obrázku 8.4. Energie v obou tabulkách jsou středy peaků z měření se dvěma stěnami vypočtené v Maestru.

**Tabulka 8.1** Srovnání ploch peaků fotonových spekter - čistý polyetylen

		PE1			PE2		
Energie [keV]	Proces	Měření [-]	Simulace [-]	Poměr měř/sim	Měření [-]	Simulace [-]	Poměr měř/sim
47.99	rozpad ${}^{241}\text{Am}$	1.11E+06 (1433)	2.21E+05	5.03	8.89E+05 (1306)	2.16E+05	4.11
2223.24	záchyt na H	536 (33)	164	3.27	1364 (40)	282	4.84

**Tabulka 8.2** Srovnání ploch peaků fotonových spekter – polyetylen dopovaný borem

		PEB1			PEB2		
Energie [keV]	Proces	Měření [-]	Simulace [-]	Poměr měř/sim	Měření [-]	Simulace [-]	Poměr měř/sim
47.93	rozpad ${}^{241}\text{Am}$	8.33E+05 (1595)	2.06E+05	4.04	7.40E+05 (1100)	1.75E+05	4.22
447.81	záchyt na B	2549 (112)	568	4.49	3036 (117)	433	7.01

Výsledky simulace i měření stínění PE stěnami se chovají podobně. Peak rozpadu  $^{241}\text{Am}$  se po přidání druhé PE stěny snížil, což by se dalo vysvětlit interakcemi fotonů v polyetyleny. Naopak peak záchytu na vodíku se po přidání druhé stěny zvýšil. Díky tlustší vrstvě dochází k záchytu většího počtu neutronů a je tedy emitováno více fotonů.

V tabulkách nejsou záměrně uvedeny chyby u výsledků simulace. Důvodem je absence germaniových účinných průřezů v databázi MCNPX. Jak už jsem popisoval výše, nejdříve jsem ze simulace získal spektrum fotonů, které procházejí objemem germaniového detektoru, a toto spektrum jsem pak použil pro specifikaci zdroje. Už samotná první simulace vykazovala nějakou chybu, kterou však nebylo možné zohlednit při simulaci následující, kdy jsem nechal fotony deponovat do germania. Z tohoto důvodu by bylo zavádějící uvádět chybu, kterou spočítalo MCNPX během druhé simulace.

Stínění borovaným polyetylenem dopadlo pro peak rozpadu  $^{241}\text{Am}$  stejně jako v předchozím případě. Opět pozorujeme úbytek detekovaných fotonů způsobený přidáním druhé stěny a to jak v případě měření, tak i simulace. Zcela odlišné chování ale pozorujeme u záchytu na boru. Zde dokonce pozorujeme odlišnou tendenci u měření a simulace. Zatímco při měření se počet fotonů zvýšil, podle simulace má dojít k jeho snížení. Pokles počtu fotonů detekovaných v simulaci se dá vysvětlit následovně. Z neutronových spekter uvedených v kapitole 3 (viz. Obrázek 3.3 a Obrázek 3.4) vidíme, že drtivá většina neutronů ze zdroje s energiemi nižšími než  $10^{-8}$  se odstíní už během průchodu první stěnou, takže lze očekávat největší produkci fotonů právě tam. Z pomocné simulace vyplynulo, že pokud necháme fotony s energií  $447.81\text{ keV}$  projít vrstvou PEB tloušťky  $8\text{ cm}$ , zachová si tuto energii jen asi 45% z nich. Přidáním druhé stěny tedy sice umožníme interakci neutronům, které první stěnou prolétly bez záchytu, ale zároveň si snížíme o více než polovinu počet detekovaných fotonů vzniklých v první stěně. Předpokládáme-li v první stěně výrazně vyšší fotonovou produkci než ve druhé, mohlo by se stát, že přidáním druhé stěny více fotonů odstíníme, než vyprodukujeme. To by v konečném důsledku vedlo ke snížení celkového počtu detekovaných fotonů. Proč se nám ale hodnoty reálného měření chovají odlišně? Pro jednu stěnu jsme naměřili 2549 fotonů a pro dvě stěny 3036. Vraťme se ještě jednou k odraženým neutronům. Tentokrát nás ovšem nezajímají neutrony, které se odrazí do detektoru, ale ty, které se odrazí do stínění, neboť právě ony nám mohou svým následným záchytem na boru ovlivnit měření. Pokud by byl počet fotonů generovaných neutrony ze zdroje srovnatelný s fotony vytvořenými odraženými neutrony, mohlo by to vést k potlačení efektu pozorovaného v simulaci. Fakt, že druhá stěna sníží počet detekovaných fotonů od neutronů ze zdroje, totiž vede k relativnímu zvýšení vlivu fotonů

od odražených neutronů na výsledek měření. Z hodnot v Tabulce 8.2 vidíme, že počet detekovaných fotonů se po přidání druhé stěny v simulaci zvýšil pouze *1,7krát*, zatímco u měření se zvýšil *2.5krát*. To je v souladu s poslední úvahou, neboť nárůst počtu fotonů (po přidání stěny) detekovaných v simulaci je v reálu ještě posílen vlivem fotonů od odražených neutronů. Sečteno a podtrženo hlavní rozdíl mezi PE a PEB je ten, že u PE jsou produkce fotonů od neutronů ze zdroje v obou stěnách srovnatelné, zatímco u PEB je produkce těchto fotonů výrazně vyšší v první stěně a také to, že bor má větší účinný průřez na záchyt tepelných neutronů, takže fotonů vzniklých kvůli záchytu odražených neutronů je u něj mnohem víc.

Ačkoliv byly výsledky měření v jistých směrech poněkud odlišné od hodnot vypočtených v simulaci, podařilo se ve většině případů nalézt uspokojivé vysvětlení, proč tomu tak je. Není proto snad příliš troufalé, řekneme-li, že shoda experimentu s modelem byla uspokojivá.

# Měření $^{238}\text{PuBe}$

Jedním z cílů návrhu nového obalového zařízení pro neutronový zdroj  $^{238}\text{PuBe}$ , který se momentálně nachází v parafínovém sudu o poloměru 0.5 m a výšce 1 m, je snížení radiační zátěže personálu. Dalším záměrem je navrhnout úložný systém tak, aby se pokud možno dal snadno přenášet z místa na místo.

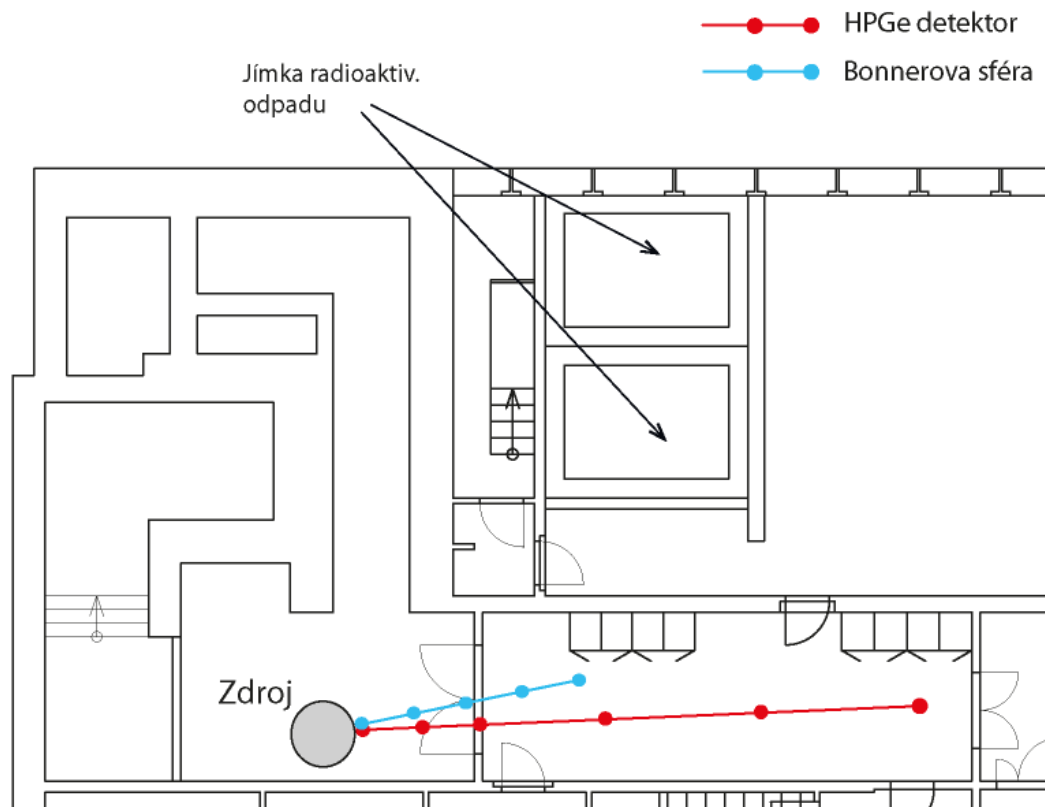
Abychom měli představu o současném stavu radiačního pole v okolí zdroje, provedli jsme sérii měření pomocí Bonnerovy sféry a HPGe detektoru.

## 9.1 Uspořádání a průběh měření

Pro měření jsme použili stejnou aparaturu jako v případě  $^{241}\text{AmBe}$  stíněného polyetylenovými stěnami. Bonnerova sféra nám posloužila ke zjištění příkonu dávkového ekvivalentu od neutronů a s pomocí HPGe detektoru jsme získali příslušná fotonová spektra.

Na Obrázku 9.1 vidíme plánek místnosti, v níž se nachází parafínový sud se zdrojem, a jejího nejbližšího okolí. Modré resp. červené tečky přibližně označují pozice Bonnerovy sféry resp. HPGe detektoru během jednotlivých měření. Kromě sudu byly v místnosti uloženy cihly z čistého i borovaného polyetylenu, kusy parafínu, olověné cihly a nějaké další věci nepodstatné pro naše měření. Nedaleko se také nacházela jímka radioaktivního odpadu. (viz. Obrázek 9.1)

Abychom nemuseli složitě přenášet celou měřicí aparaturu složenou z HPGe detektoru umístěného na nádobě naplněné tekutým dusíkem, zesilovače, A/D převodníku a notebooku, umístili jsme ji na vozík, kterým jsme pak popojížděli podle potřeby. Během kalibrace pomocí  $^{226}\text{Ra}$  jsme se snažili detektor umístit z dosahu případného záření letícího ze sudu. Následně jsme detektor postavili na vzdálenější konec chodby vedoucí k místnosti se zdrojem a postupně proměřovali jednotlivé pozice zaznačené červeně na Obrázku 9.1 s intervalem 600 s. Data nám stejně jako při měření  $^{241}\text{AmBe}$  zaznamenával program Maestro.



**Obrázek 9.1** Plánek okolí zdroje s vyznačenými pozicemi detektorů při měřeních

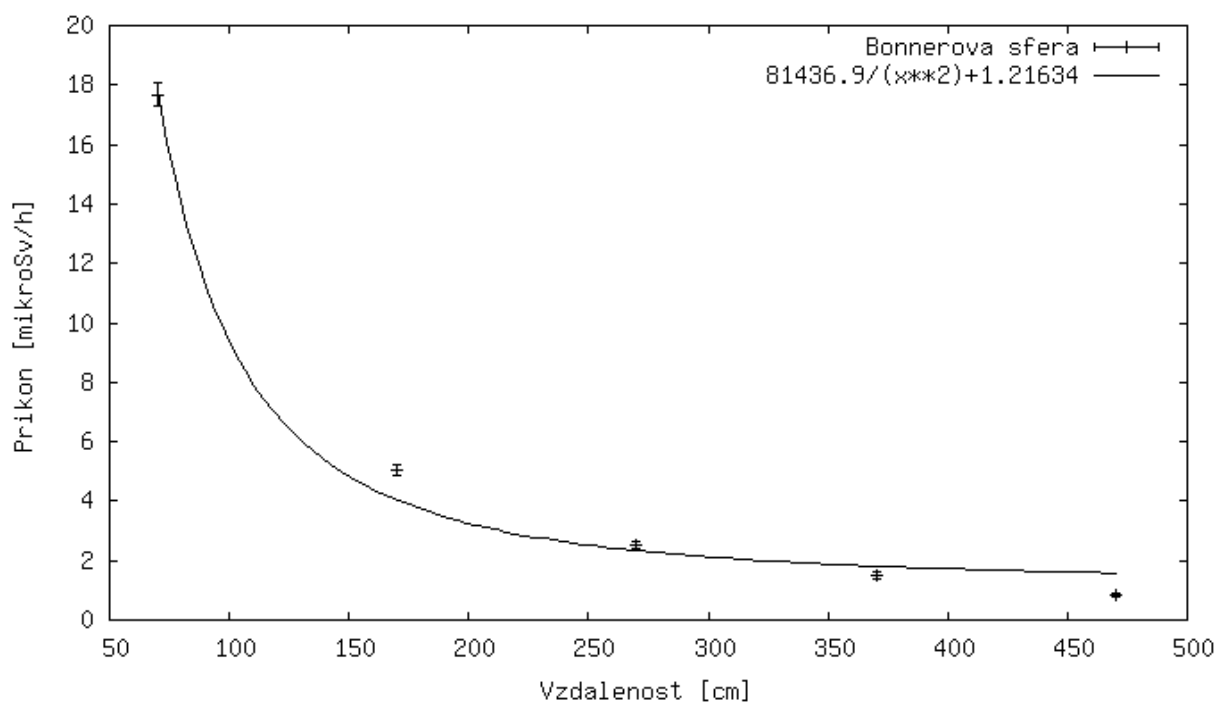
Měření Bonnerovou sférou probíhalo podobně jako v případě HPGe detektoru, jen jsme tentokrát modře vyznačené pozice proměřovali směrem od sudu.

## 9.2 Zpracování výsledků a diskuze

Výsledky měření Bonnerovou sférou uvádím v Tabulce 9.1. Jak jsme se dozvěděli v kapitole o metodách výpočtu stínění, při zanedbání vlivu prostředí by měly příslušné radiační veličiny klesat se čtvercem vzdálenosti. Proto jsem se pokusil za pomoci programu Gnuplot proložit naměřené hodnoty příkonu funkcí  $a/x^2 + b$ , kde  $a$ ,  $b$  jsou parametry a  $x$  představuje vzdálenost detektoru od zdroje. Z Obrázku 9.2 vidíme, že klesající tendence naměřených dat i funkce je sice velmi podobná, nikoliv však stejná. Vzhledem k velikosti místnosti mohou být na vině především neutrony odražené od stěn, stropu, podlahy či dalších okolních překážek.

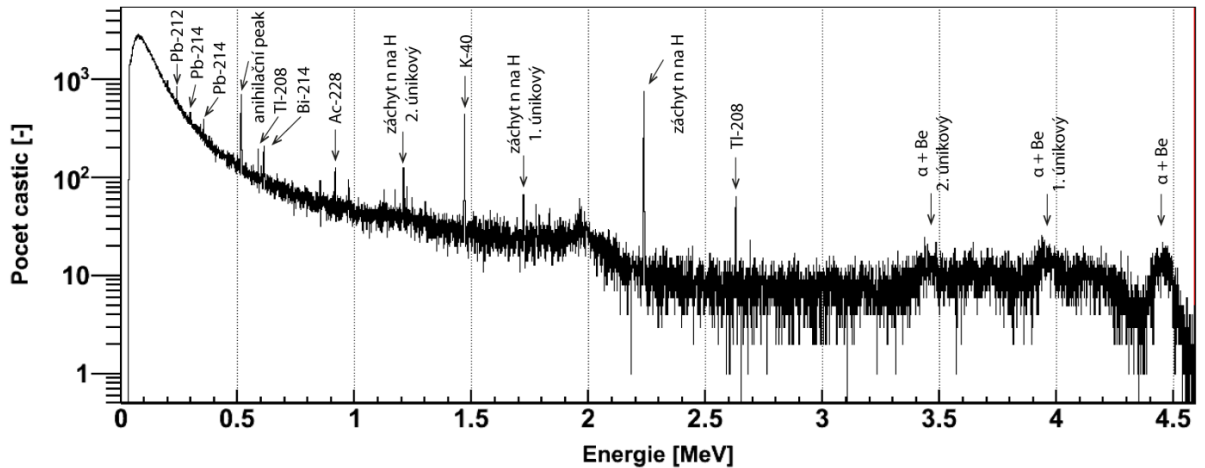
**Tabulka 9.1** Hodnoty příkonu od neutronů naměřené Bonnerovou sférou

Vzdálenost od zdroje [cm]	Měření [ $\mu\text{Sv/h}$ ]	Chyba
70	17.7	0.4
170	5.0	0.2
270	2.5	0.1
370	1.5	0.1
470	0.8	0.1



**Obrázek 9.2** Hodnoty naměřené Bonnerovou sférou proložené funkcí  $a/x^2 + b$

Spektra fotonů získaná HPGe detektorem se ukázala jako poměrně bohatá na přítomnost peaků nejrůznějších energií. Jedno takové spektrum naměřené ve vzdálenosti 395 cm od zdroje je na Obrázku 9.3. Většinu peaků tvoří izotopy radiové a thoriové rozpadové řady



**Obrázek 9.3** Spektrum fotonů z HPGe detektoru ve vzdálenosti 395 cm od zdroje

Sledujeme-li závislost plochy jednotlivých peaků na vzdálenosti od zářiče, můžeme díky tomu zjistit, které fotony pocházejí z interakcí ve zdroji či parafinovém sudu a odlišit je od gama záření, jež se v laboratoři vyskytuje bez ohledu na přítomnost zdroje. Rozdělil jsem peaky na dvě skupiny podle toho, zda jejich plochy se vzdáleností od zdroje klesaly (viz. Tabulka 9.2) nebo žádnou závislost nevykazovaly (viz. Tabulka 9.3). Tedy téměř žádnou. Všimněme si, že většina pozadových peaků příslušejících k prvkům rozpadových řad, se objevuje až od vzdálenosti větší nebo rovné 395 cm, což je zhruba vzdálenost mezi zdrojem a vstupními dveřmi. Možná se v chodbě více projevil vliv záření z radioaktivních jímek nebo bylo v místnosti se zdrojem intenzivnější fotonové pole, v jehož signálu se peaky „schovaly.“ Do chodby už se tolik fotonů nerozptýlilo, a proto byly peaky výraznější. Není také vyloučena kombinace obojího.

**Tabulka 9.2** Peaky jejichž plocha se vzdáleností od zdroje klesá

Proces vzniku	anihil.	2. únik. H	1. únik. H	záchyt na H	$\alpha + \text{Be}$
Energie [keV]	511	1201	1712	2223	4425
50 cm	8257	1694	1853	29504	12782
150 cm	9518	1327	1672	22408	11852
250 cm	4901	73	627	8891	4054
395 cm	2547	0	228	3346	1480
495 cm	1599	0	125	2395	568
785 cm	542	0	0	844	391

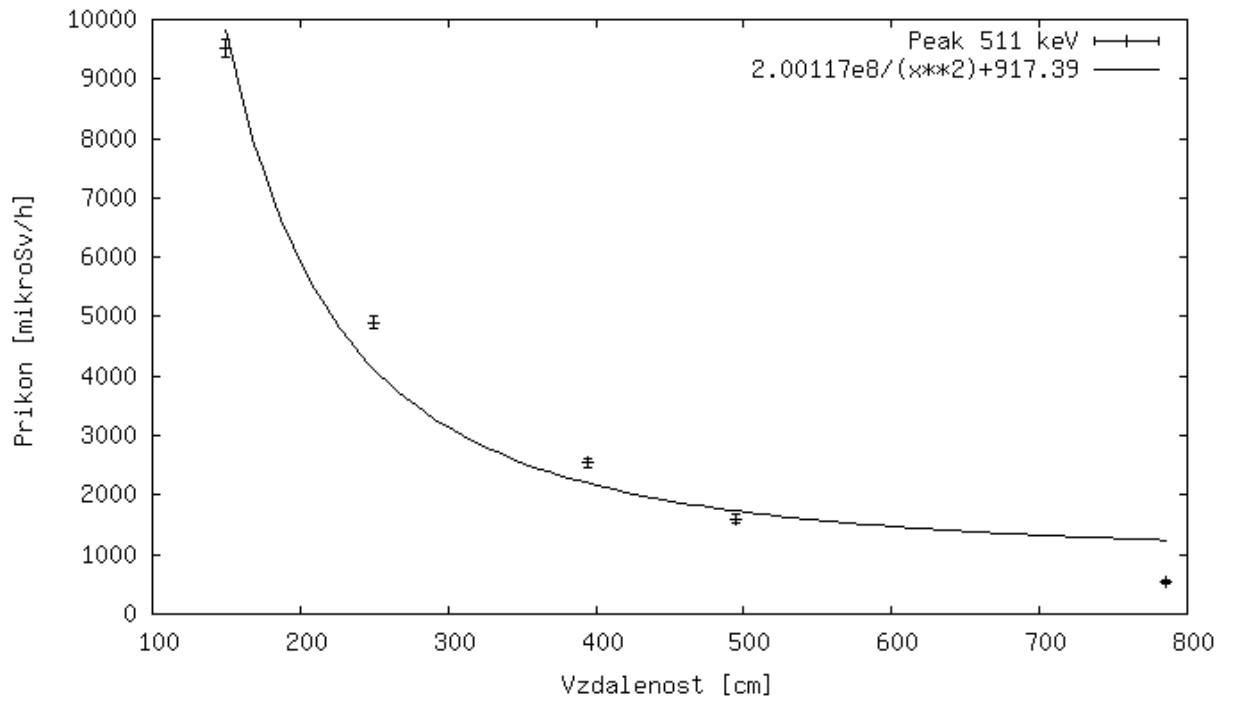
**Tabulka 9.3** *Peaky nezávislé na vzdálenosti od zdroje*

Izotop	<sup>212</sup> Pb	<sup>214</sup> Pb	<sup>214</sup> Pb	<sup>208</sup> Tl	<sup>214</sup> Bi	<sup>228</sup> Ac	<sup>214</sup> Bi	<sup>40</sup> K	<sup>214</sup> Bi	<sup>208</sup> Tl
Energie [keV]	238	295	352	583	610	911	1120	1461	1765	2614
50 cm	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
150 cm	0	0	0	0	0	0	0	1591	0	71
250 cm	0	0	0	61	0	0	0	1666	0	135
395 cm	0	0	0	111	354	71	16	1716	124	224
495 cm	374	155	502	300	464	245	165	1664	104	275
785 cm	320	122	0	275	386	242	97	1682	12	217

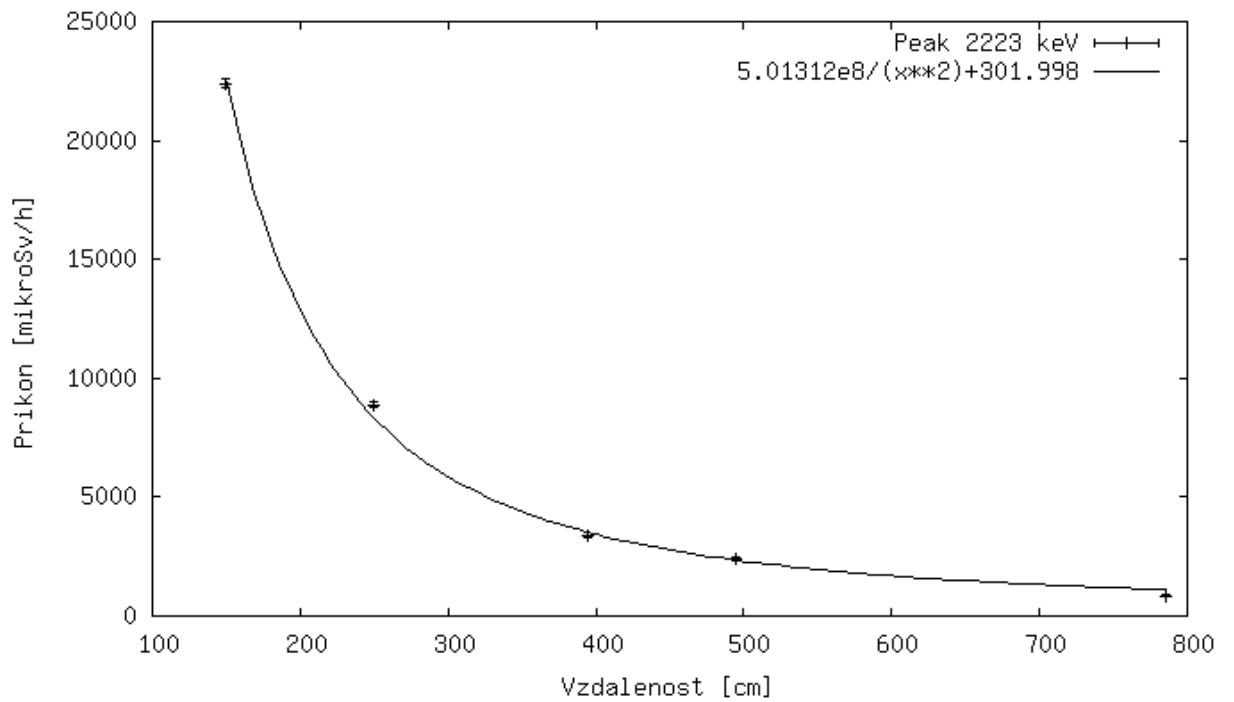
Stejně jako hodnoty příkonu měly by i plochy peaků příslušejících fotonům generovaných ve zdroji či sudu klesat se čtvercem vzdálenosti. Proložil jsem tedy hodnoty ploch anihilačního peaku (viz. Obrázek 9.4), peaku záchytu na vodíku (viz. Obrázek 9.5) a do třetice také peaku reakce  $\alpha$ -částice s berylliem (viz. Obrázek 9.6). Z celkových šesti naměřených hodnot jsem jich však při prokládání využil pouze pět. Měření s detektorem umístěným přímo u stěny sudu (což odpovídá vzdálenosti 50 cm od zdroje) se chovalo ve všech případech stejně „špatně.“ Plocha peaku byla výrazně menší, než bychom čekali vzhledem k tendenci ostatních hodnot. Příčinou je pravděpodobně silné narušení izotropie v blízkosti sudu.

Jelikož proces tvorby fotonů zodpovědných za vznik anihilačního peaku může probíhat také mimo zdroj či, sud nemělo by nás překvapit, že fitování ploch právě tohoto peaku dopadlo na pohled nejhůře. Naopak proložení hodnot peaku záchytu na vodíku vypadá ze všech nejlépe dost možná proto, že se jedná o nejvýraznější peak ve spektru a výpočet jeho plochy je tedy zatížen nejmenší relativní chybou.

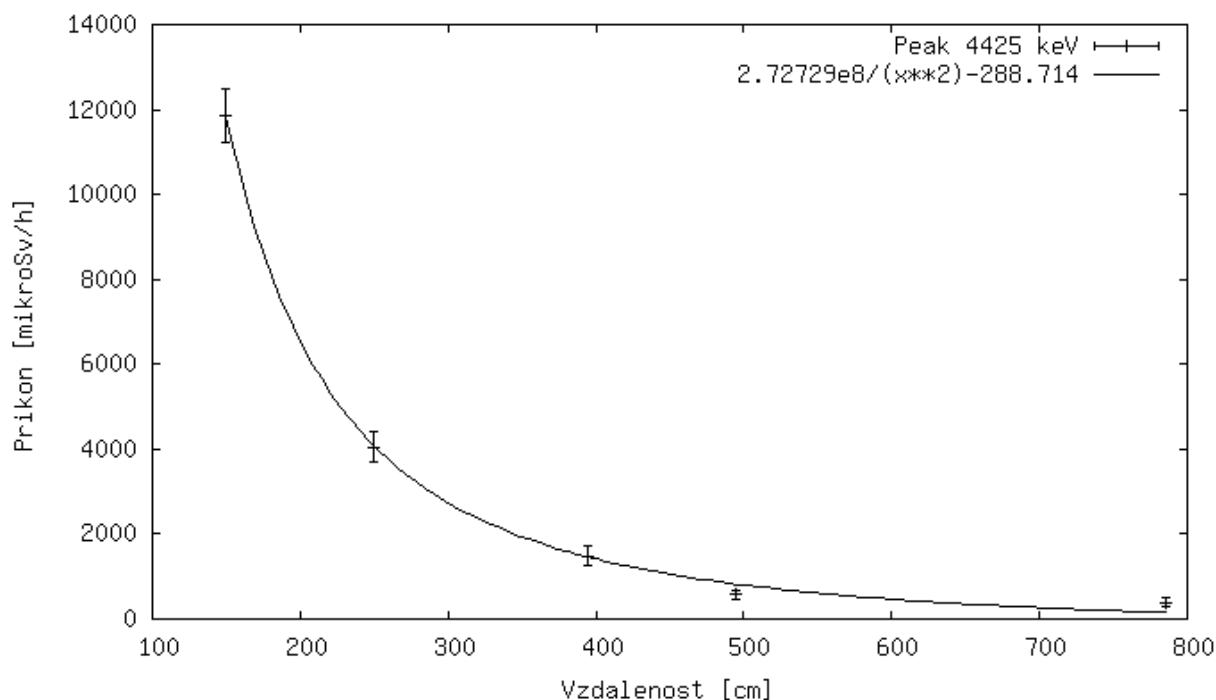




**Obrázek 9.4** Hodnoty plochy anihilačního peaku proložené funkcí  $a/x^2+b$



**Obrázek 9.5** Hodnoty plochy peaku záchytu na H proložené funkcí  $a/x^2+b$



**Obrázek 9.6** Hodnoty plochy peaku reakce  $\alpha+Be$  proložené funkcí  $a/x^2+b$

Jedním ze způsobů jak zhodnotit současný stav zdroje může být změření jeho aktivity. Pokud zanedbáme nečistoty ve zdroji a budeme předpokládat, že jako  $\alpha$ -zářič je přítomno pouze  $^{238}Pu$ , pak by vzhledem k jeho poločasů rozpadu  $T_{238Pu} = 87.4$  y (viz. Tabulka 1.1) a parametrům uvedeným v technické dokumentaci (aktivita  $A_0 = 1.2$  TBq, rok výroby 1986) měla být podle rozpadového zákona nynější aktivita rovna  $A_{aktual} = 0.985$  TBq.

Aktivita zdroje udává, kolik  $\alpha$ -částic v něm vznikne za vteřinu. Jak se uvádí v kapitole 1 na straně 4, pokud máme  $N_\alpha = 10^4$   $\alpha$ -částic vzniklých rozpadem  $^{238}Pu$ , vytvoří neutron prostřednictvím interakcí s berylliem přibližně jedna z nich. Na str. 6 pak čteme, že na sto takových neutronů pak připadá asi 50 – 75 fotonů (na jeden neutron tedy budeme předpokládat  $\eta = 0.6$  fotonu) s energií  $E_{\alpha-Be} = 4438.9$  keV. Budeme-li tedy vědět, kolik fotonů s touto energií vyletí ze zdroje za sekundu, můžeme zpětně dopočítat, jakou má zdroj aktivitu.

Počet fotonů s určitou energií detekovaných HPGe detektorem je dán plochou příslušného peaku. Hodnoty ploch pro interakci  $\alpha+Be$  najdeme v Tabulce 9.2. Označíme si je symbolem  $N_r$ , kde  $r$  vyjadřuje vzdálenost detektoru od zdroje. Musíme zohlednit fakt, že aktivita zdroje souvisí s celkovým počtem částic emitovaných do všech směrů, zatímco my jsme zaznamenali pouze jejich malou část zachycenou v detektoru. Jak velká tato část je, můžeme vyjádřit poměrem

plochy odpovídající čelnímu průřezu detektoru  $S_C$  a povrchu koule  $S_S$  o poloměru  $r$ , který je roven vzdálenosti detektoru od zdroje. Detekční plochu detektoru odhadneme kruhem o poloměru  $r_C = 3 \text{ cm}$ , jehož plocha je  $S_C = 28 \text{ cm}^2$ . Hledaný poměr se tedy rovná  $S_S/S_C$ .

Nesmíme ovšem zapomenout na energetické ztráty fotonů při průchodu ocelovým pouzdrem zdroje a parafínovým stíněním. Navíc ne každý foton, který vstoupí do citlivého objemu detektoru, deponuje veškerou svou energii. Tento problém jsem vyřešil pomocí simulace. Do geometrie jsem vložil izotropní bodový zdroj fotonů s energií  $E_{\alpha-Be} = 4438.9 \text{ keV}$  v ocelovém pouzdře tloušťky  $0.65 \text{ cm}$ , jež se nacházelo uprostřed parafínového válce o rozměrech  $\emptyset 100 \times 100 \text{ cm}$ . Celý válec pak obklopovala germaniová kulová slupka tloušťky  $3 \text{ cm}$  představující citlivý objem detektoru. Výsledkem simulace bylo, že na jeden foton s energií  $E_{\alpha-Be}$  emitovaný zdrojem jich v germaniu detekujeme  $\psi = 7.64 \cdot 10^{-3} \pm 5.4 \cdot 10^{-7}$  s přibližně stejnou hodnotou energie.

Nyní můžeme konečně provést výpočet. Dosadíme postupně hodnoty ploch peaku reakce  $\alpha+Be$  pro různé vzdálenosti detektoru od zdroje do vztahu

$$A_r = \frac{N_r \cdot N_\alpha \cdot S_S / S_C}{t \cdot \eta \cdot \psi} \quad (9.1)$$

kde  $t = 600 \text{ s}$  je délka měření. Pokud z výsledků uvedených v Tabulce 9.4 vyřadíme jako hrubou chybu měření hodnotu odpovídající  $50 \text{ cm}$ , dostáváme poměrně dobrou shodu výpočtu s předpovědí danou rozpadovým zákonem. Vezmeme-li však v potaz všechny provedené aproximace nabízí se otázka, zda se nejedná spíše o shodu okolností než o přesnost odhadu.

**Tabulka 9.4** Výsledky výpočtu aktivity zdroje z plochy peaku reakce  $\alpha+Be$

Vzdálenost $r \text{ [cm]}$	$A_r$ [TBq]	$A_{\text{aktual}} / A_r$
50	0.03	37.9
150	0.22	4.6
250	0.21	4.8
395	0.19	5.2
495	0.11	8.7
785	0.20	5.0

Shrňme si nyní ještě hlavní zanedbané faktory, mezi něž možné nečistoty ve zdroji ovlivňující jeho produkci neutronů, materiál sudu vynechaný v simulaci (myšleno nádoba, v níž je nalitý parafín) a anizotropie produkovaného gama záření způsobená válcovým tvarem pouzdra a parafínového sudu. Jistou roli může hrát také odhad převodního koeficientu  $\eta$  z fotonového toku na neutronový či chybně určený podíl  $\alpha$ -částic, které reakcí s beryliem vytvoří neutron, neboť obojí se může měnit v závislosti na rozměrech a provedení zdroje.

### 9.3 Simulace stínění $^{238}\text{PuBe}$

Výsledkem simulace  $^{238}\text{PuBe}$  uloženého v parafínovém sudu poloměru 50 cm a výšce 100 cm bylo, že ani jeden neutron se skrze stínění nedostal ven. Přitom z reálných měření jasně vyplývá, že k úniku neutronů ze sudu dochází, neboť příkon dávkového ekvivalentu klesal se čtvercem vzdálenosti od zdroje. Ani následné zpřesnění geometrie sudu, jež spočívalo v zahrnutí středové šachty zdroje a šachet pro ozařované vzorky, nevedlo k uspokojivějším výsledkům.

Dosud se mi nepodařilo určit, co je hlavní příčinou nesouhlasu simulace a měření. Snad by pomohlo využití některé z optimalizací výpočtu. Možnosti MCNPX jsou však v tomto směru velmi široké a jejich plné využití je mimo rozsah této práce. Důvodem úniku neutronů v reálu mohou být také případné nečistoty přítomné v parafínu, které zhoršují jeho stínící vlastnosti. Případné radiační poškození parafínu, o němž se zmiňuji v kapitole věnované stínícím materiálům, nastává při dávkách  $10^5 - 10^6$  Gy. Pomocí simulace, v níž byl izotropní bodový zdroj  $^{238}\text{PuBe}$  umístěný uprostřed parafínové koule poloměru 50 cm, jsem zjistil, že roční dávka od neutronů je pro 10 cm vrstvu parafínu v těsné blízkosti zdroje asi 203 Gy. Vzhledem k tomu lze vliv radiačního poškození zanedbat.

Ilustrativně ještě uvádím v Tabulce 9.5 výsledky simulací stínění  $^{238}\text{PuBe}$  čistým i borovaným polyetylenem. Geometrie byla opět sféricky symetrická, přičemž v počátku souřadnic se nacházel izotropní bodový zdroj neutronů a kolem něj byla vrstva příslušného materiálu dané tloušťky. Zatímco pro čistý polyetylen není z hlediska podmínek daných vyhláškou dostačující ani stínící vrstva tloušťky 80 cm, v případě polyetylenu dopovaného borem bychom se již do požadovaného limitu vešli.

**Tabulka 9.5** *Výsledky simulací dávkového příkonu pro stínění PE a PEB*

Tloušťka vrstvy [cm]	PE [ $\mu\text{Sv}/\text{h}$ ]	PEB [ $\mu\text{Sv}/\text{h}$ ]
5	5473.5 (3.0)	5545.2 (3.7)
10	2630.9 (2.5)	2641.5 (3.1)
15	1233.9 (2.2)	1202.6 (2.2)
20	599.9 (1.7)	544.9 (1.5)
30	177.8 (1.1)	117.0 (0.7)
50	40.9 (1.1)	8.5 (0.2)
60	27.9 (1.5)	3.4 (0.2)
70	19.7 (1.4)	1.6 (0.1)
80	9.7 (1.2)	0.9 (0.1)

---

# Závěr

Návrh stínění pro neutronový zdroj je poměrně komplexní problém, jehož řešení vyžaduje nejen zvládnutí problematiky interakce ionizujícího záření s látkou a procesů probíhajících v zářiči, ale také výběr vhodné výpočetní metody a její použití. Z dostupných možností jsem zvolil metodu Monte Carlo, neboť umožňuje řešit široké spektrum problémů transportu částic, neklade v podstatě žádná omezení na geometrii výpočtu, jako je tomu u některých jiných metod a díky vysoké výkonnosti dnešních počítačů můžeme s její pomocí dosahovat dostatečně přesných výsledků relativně rychle. Konkrétně pak pracuji s programem MCNPX, který je pro modelování transportu neutronů dobře etablován.

Poté co jsem zvládl základy práce s MCNPX, provedl jsem nejdříve několik zkušebních simulací, abych si ověřil, že získané výsledky opravdu odpovídají očekáváním a to jak pro záření gama, tak pro neutrony. V další fázi jsem srovnával výpočet s měřením neutronového zdroje  $^{241}\text{AmBe}$  stíněného polyetylenem. Pro měření příkonu dávkového ekvivalentu od neutronového záření jsem využil Bonnerovu sféru a pomocí HPGe detektoru jsem dostal spektrum emitovaných fotonů. Ačkoliv si hodnoty zcela neodpovídaly, důkladnější analýza problému odhalila, že chyba nevznikla špatným užíváním programu. Jako hlavní příčina neshody se ukázal vliv okolních objektů např. stolů, skříní či dalšího vybavení laboratoře, jejichž zohlednění při výpočtu by bylo velmi náročné.

Za účelem zmapování současného stavu radiačního pole v okolí zdroje  $^{238}\text{PuBe}$ , jsem provedl sérii měření toku neutronů Bonnerovou sférou a gama záření HPGe detektorem. Naměřené hodnoty příkonů dávkového ekvivalentu od neutronů klesaly se čtvercem vzdálenosti od zářiče. Stejnou tendenci měly také intenzity peaků naměřené HPGe detektorem, které mají původ v  $^{238}\text{PuBe}$  zdroji. Odhad aktivity provedený na základě výsledků měření gama záření řádově odpovídal hodnotě aktivity uvedené v technické dokumentaci zdroje.

Pomocí MCNPX jsem provedl simulaci stínících schopností několika kontejnerů různých rozměrů. Aby bylo možné klasifikovat ozařovač jako „Drobný zdroj,“ musela by stínící vrstva v případě polyetylenu dopovaného borem dosahovat tloušťky přibližně 80 cm. U čistého polyetyleny by tato tloušťka musela být ještě větší.

Dobrá moderační schopnost čistého polyetyleny a dobrá stínící schopnost borovaného polyetyleny naznačují možné finální řešení. Zatímco vnitřní vrstva má sloužit hlavně jako

moderátor rychlých neutronů ze zdroje, tak aby se ozařované vzorky nacházely v co nejintenzivnějším poli tepelných neutronů, vnější vrstva má plnit především roli stínění. Jako stínění se lépe osvědčil polyetylen dopovaný borem. Vzhledem k menšímu účinnému průřezu zachytu neutronů na vodíku se jako lepší materiál pro vnitřní vrstvu jeví čistý polyetylen. Můžeme však zvážit použití také jiných materiálů a jejich kombinací.

Poznatky a zkušenosti vyplývající z této práce jsou dobrým výchozím bodem pro hledání optimální skladby ozařovače.

---

## Použitá literatura

- [01] CIERJACKS, S. *Neutron sources for basic physics and application*. 1st edition. Oxford: Pergamon Press, 1983. 349 s.
- [02] MUSÍLEK, Ladislav. *Základy dozimetrie II : ochrana před zářením*. první. Praha: ČVUT v Praze, 1986. 205 s.
- [03] *Compendium of neutron spectra and detector responses for radiation protection purposes*. Vienna: IAEA, 2001. 276 s.
- [04] JAKEŠ, Jaroslav. *Fyzika ionizujícího záření: fyzika neutronů*. Praha: ČVUT v Praze, 1989. 157 s. ISBN 80-01-00105-9.
- [05] BRANDES, E. A.; BROOK, G. B. *Smithells Metals Reference Book*. Seventh edition. Oxford: Reed Educational and Professional Publishing Ltd, 1992. 1770 s. ISBN 0750636246.
- [06] *Nuclear Data Portal* [online]. 2004 [cit. 2011-06-20]. Dostupné z WWW: <[www.nndc.bnl.gov](http://www.nndc.bnl.gov)>.
- [07] ECKHARDT, Roger. Stan Ulam, John von Neumann, and the Monte Carlo Method. *Los Alamos Science*. 1987, 15, s. 131-143. Dostupný také z WWW: <Los Alamos Science Special Issue>.
- [08] Česko. Vyhláška Státního úřadu pro jadernou bezpečnost ze dne 13. června 2002 o radiační ochraně. In *Sbírka zákonů, Česká republika*. 2002, částka 113/2002 Sb., s. 5-9. Dostupné z WWW: <[http://www.sujb.cz/docs/307\\_po\\_novele.pdf](http://www.sujb.cz/docs/307_po_novele.pdf)>.
- [09] SAJO, E.; WILLIAMS, M. L.; ASGARI, M. Comparison of measured and calculated neutron transmission through steel for a Cf-252 source. *Nucl. Energy*. 1993, vol. 20, no. 9, s. 587-604.
- [10] BRIESMEISTER, J.F.; *MCNP-A General Monte Carlo N-Particle Transport Code*. Version 4B. Los Alamos National Laboratory, 1997. 736 s.