VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ
ÚSTAV ELEKTROENERGETIKY

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF ELECTRICAL POWER ENGINEERING

VLASTNOSTI A STÍNĚNÍ IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE
BACHELOR'S THESIS

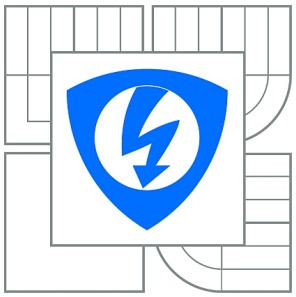
AUTOR PRÁCE RÓBERT KONČEK
AUTHOR

BRNO 2013



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ

ÚSTAV ELEKTROENERGETIKY

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

DEPARTMENT OF ELECTRICAL POWER ENGINEERING

VLASTNOSTI A STÍNĚNÍ IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ

IONIZING RADIATION BEHAVIOR AND SHIELDING

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

BACHELOR'S THESIS

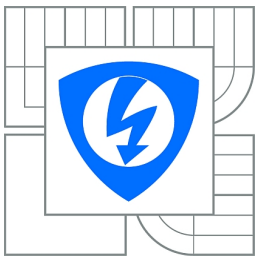
AUTOR PRÁCE — RÓBERT KONČEK

AUTHOR

VEDOUCÍ PRÁCE — Ing. KAREL KATOVSKÝ, Ph.D.

SUPERVISOR

BRNO 2013



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií

Ústav elektroenergetiky

Bakalářská práce

bakalářský studijní obor
Silnoproudá elektrotechnika a elektroenergetika

Student:	Róbert Konček	***ID:***	136540
Ročník:	3	***Akademický rok:***	2012/2013

NÁZEV TÉMATU:

Vlastnosti a stínění ionizujícího záření

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

1. Ionizující záření (Detailně popište historii poznání v oblasti vlastností ionizujícího záření, jeho typy, jednotlivé vlastnosti a využití.)
2. Interakce záření s látkou (Popište fyzikální principy všech relevantních interakcí ionizujícího záření s látkou, zejména s ohledem na snížení intenzity záření, tedy na jeho stínění.)
3. Výpočetní model stínění (Vypracujte jednoduchý názorný a flexibilní výpočetní model stínění základních typů ionizujícího záření.)
4. Výuková úloha z fyziky stínění (Základně navrhněte výukovou experimentální úlohu z fyziky stínění pro využití v laboratořích UEEN.)

DOPORUČENÁ LITERATURA:

podle pokynů vedoucího práce

Termín zadání:	11.2.2013	***Termín odevzdání:***	31.5.2013

Vedoucí práce: Ing. Karel Katovský, Ph.D.
Konzultanti bakalářské práce:

doc. Ing. Petr Toman, Ph.D.
Předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

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

ABSTRAKT

Ionizujúce žiarenie je žiarenie s energiami častíc väčšími, než je energia potrebná na odstránenie najvoľnejšie viazaného elektrónu z atómu. Živé tkanivá vystavené ionizujúcemu žiareniu sú týmto poškodené a môže u nich dôjsť k škodlivým mutáciám. Tienenie ionizujúceho žiarenia je teda disciplínou s veľkou dôležitosťou v praxi. Táto práca sa zaoberá jej základnými princípmi a metódami. Ako prvé podrobne popisuje štyri hlavné druhy ionizujúceho žiarenia – žiarenie alfa, beta, gama a neutrónové žiarenie – a ich zvláštnosti s ohľadom na tienenie. Ďalšia časť obsahuje opis matematického modelu vyvinutého za účelom posúdenia a simulácie interakcií žiarenia s látkou. Ako posledné je uvedené zadanie pre laboratórne cvičenie.

KĽÚČOVÉ SLOVÁ

Ionizujúce žiarenie, modelovanie, rádioaktívna premena, tienenie.

ABSTRACT

Ionizing radiation is radiation with particle energies greater than the energy needed to remove an outermost electron from an atom. Exposure to ionizing radiation causes damage to living tissue, and can result in detrimental mutations. Thus, ionizing radiation shielding is discipline of great practical importance. This thesis is concerned with its basic principles and methods. Firstly, it gives thorough account of four major classes of ionizing radiation – alpha and beta particles, gamma rays, and neutron radiation – and their peculiarities with respect to shielding. The next part contains description of mathematical model developed to assess and simulate interactions of radiation with matter. Finally, assignment for a laboratory exercise is presented.

KEYWORDS

Ionizing radiation, modelling, radioactive decay, shielding.

KONČEK, Róbert *Vlastnosti a stínění ionizujícího záření*: bakalárska práca. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav elektroenergetiky, 2013. 65 s. Vedúci práce bol Ing. Karel Katovský, Ph.D.

PREHLÁSENIE

Prehlasujem, že som svoju bakalársku prácu na tému „Vlastnosti a stínění ionizujícího záření“ vypracoval samostatne pod vedením vedúceho bakalárskej práce, využitím odbornej literatúry a ďalších informačných zdrojov, ktoré sú všetky citované v práci a uvedené v zozname literatúry na konci práce.

Ako autor uvedenej bakalárskej práce ďalej prehlasujem, že v súvislosti s vytvorením tejto bakalárskej práce som neporušil autorské práva tretích osôb, najmä som nezasiahol nedovoleným spôsobom do cudzích autorských práv osobnostných a/alebo majetkových a som si plne vedomý následkov porušenia ustanovenia § 11 a nasledujúcich autorského zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právach súvisejúcich s právom autorským a o zmene niektorých zákonov (autorský zákon), vo znení neskorších predpisov, vrátane možných trestnoprávnych dôsledkov vyplývajúcich z ustanovenia časti druhej, hlavy VI., diel 4 Trestného zákonníka č. 40/2009 Sb.

Brno ....

(podpis autora)

POĎAKOVANIE

Rád by som sa poďakoval predovšetkým svojmu vedúcemu bakalárskej práce pánovi Ing. Karlovi Katovskému, Ph.D. za odborné vedenie, konzultácie, trpezlivosť a podnetné návrhy k práci. Ďakujem tiež svojmu bratovi Mariánovi Končekovi za rady pri kreslení obrázkov v práci.

Brno ....

(podpis autora)

OBSAH

Zoznam obrázkov **viii**

Zoznam tabuliek **ix**

Zoznam symbolov, veličín a skratiek **x**

Úvod **1**

1 Ionizujúce žiarenie **2**
1.1 Historický vývoj modelov atómu 2
1.2 Typy ionizujúceho žiarenia 4
1.2.1 Žiarenie alfa 7
1.2.2 Žiarenie beta 7
1.2.3 Žiarenie gama 8
1.2.4 Neutrónové žiarenie 10

2 Interakcie ionizujúceho žiarenia s látkou **11**
2.1 Vybrané dozimetrické veličiny 11
2.2 Typy interakcií ionizujúceho žiarenia s látkou 15
2.2.1 Interakcie žiarenia alfa s látkou 15
2.2.2 Interakcie žiarenia beta s látkou 16
2.2.3 Interakcie žiarenia gama s látkou 17
2.2.4 Interakcie neutrónového žiarenia s látkou 19
2.3 Tienenie ionizujúceho žiarenia 20
2.3.1 Tienenie žiarenia alfa 20
2.3.2 Tienenie žiarenia beta 21
2.3.3 Tienenie žiarenia gama 23
2.3.4 Tienenie neutrónového žiarenia 25
2.4 Detektory ionizujúceho žiarenia 26

3 Výpočtový model tienenia **27**
3.1 Usporiadanie problému 27
3.2 Použité žiariče 28
3.3 Použité vstupné parametre 30
3.4 Výpočtová časť modelu 31
3.5 Zjednodušenia modelu 32
3.6 Výsledky modelu 34

4 Návrh výukovej úlohy **37**

Záver **40**

Literatúra **41**

Zoznam príloh **43**

A Kód modelu tienenia **44**

B Zadanie výukovej úlohy **51**

ZOZNAM OBRÁZKOV

1.1 Elektromagnetické spektrum. 5
1.2 Diagram rádioaktívnych premien jednotlivých nuklidov. 6
2.1 Závislosť dávky žiarenia β a γ na hĺbke prieniku. 12
2.2 Závislosť kermy a dávky na hĺbke prieniku v materiáli pri ožarovaní ionizujúcim žiarením. 13
2.3 Braggova krivka pre jednu časticu. 16
2.4 Princíp fotoelektrického javu. 17
2.5 Princíp Comptonovho efektu. 18
2.6 Princíp vzniku páru elektrón a pozitrón. 18
2.7 Oblasti dôležitosti troch hlavných typov interakcie fotónov. 19
2.8 Rozloženie dosahov častíc α v látkovom prostredí. 20
2.9 Rozloženie dosahov častíc β v látkovom prostredí. 22
2.10 Závislosť lineárneho súčiniteľa zoslabenia na energii pohltených kvánt γ-žiarenia. 23
2.11 Závislosť hmotnostného súčiniteľa zoslabenia na energii pohltených kvánt γ-žiarenia. 24
3.1 Usporiadanie modelovanej situácie pre žiarenie α a β. 27
3.2 Usporiadanie modelovanej situácie pre žiarenie γ a neutrónové žiarenie. 27
3.3 Závislosť lineárnej brzdnej schopnosti vody na kinetickej energii α-častíc pochádzajúcich z premeny ^{241}Am. 34
3.4 Závislosť lineárnej brzdnej schopnosti olova na kinetickej energii β^--častíc pochádzajúcich z premeny ^{90}Sr. 34
3.5 Závislosť hustoty prúdu častíc I na hĺbke prieniku do tieniacich materiálov x nepočítajúca s opravným činiteľom B, pre hlavné produkty premeny ^{60}Co. 35
3.6 Závislosť hustoty prúdu častíc I na hĺbke prieniku do tieniacich materiálov x počítajúca s opravným činiteľom B, pre hlavné produkty premeny ^{60}Co. 35
3.7 Závislosť časticového príkonu neutrónov φ na hĺbke prieniku do tieniacich materiálov x. 36
4.1 Usporiadanie pracovného stola pre výukovú úlohu. 39

ZOZNAM TABULIEK

2.1 Prehľad radiačných váhových faktorov w_{R} pre rôzne typy ionizujúceho žiarenia. 14
2.2 Prehľad tkanivových váhových faktorov w_{T} zohľadňujúcich zasiahnuté tkanivo. 14
2.3 Celkový makroskopický účinný prierez pre tepelné neutróny. 25

ZOZNAM SYMBOLOV, VELIČÍN A SKRATIEK

A	aktivita; hmotnostné číslo
A_r	relatívna atómová hmotnosť
B	opravný činiteľ
c	rýchlosť svetla
d	priemer otvoru
D	dávka
e	elementárny náboj
E	energia; efektívna dávka
h	Planckova konštanta
h_i	hrúbka i-tej vrstvy tieniaceho materiálu
H_T	ekvivalentná dávka
I	hustota prúdu častíc
$\bar{I}$	stredný excitačný potenciál
ICRP	Medzinárodná komisia pre rádiologickú ochranu – International Commission on Radiological Protection
k	konštanta úmernosti
K	kerma
L	hĺbka otvoru
m	hmotnosť
m_e0	kľudová hmotnosť elektrónu
m_u	atómová hmotnostná konštanta
n	index lomu; hustota počtu častíc
N	neutrónové číslo; počet častíc
r_e	klasický polomer elektrónu

R	dosah
R_{e}	extrapolovaný dosah
$R_{\alpha\mathrm{v}}$	stredný dosah α-častíc vo vzduchu
R_{α}	stredný dosah α-častíc v ľubovoľnej látke
S	lineárna brzdná schopnosť
SÚJB	Státní úřad pro jadernou bezpečnost
t	čas
v	rýchlosť
w_{R}	radiačný váhový faktor
w_{T}	tkanivový váhový faktor
x	vzdialenosť
Y	výťažok
z	počet elementárnych nábojov častice
Z	atómové (protónové) číslo
β	bezrozmerná rýchlosť
$\bar{\epsilon}$	stredná energia zdelená látke
θ	uhol rozptylu
λ	vlnová dĺžka; rozpadová konštanta; relaxačná dĺžka
μ	lineárny súčiniteľ zoslabenia
μ_{m}	hmotnostný súčiniteľ zoslabenia
ρ	hustota
Σ_{t}	celkový makroskopický účinný prierez
φ	časticový príkon
Φ	fluencia častíc
Ω	priestorový uhol

ÚVOD

V 20. storočí sa ionizujúce žiarenie a rádioaktivita dostali z pozície zvláštností, s ktorými sa stretávali experimentátori (neskôr laureáti Nobelových cien) v laboratórnych podmienkach, na základné súčasti technologickej výbavy modernej doby. S väčším využitím ionizujúceho žiarenia ale prišli do pozornosti aj závažné bezpečnostné riziká, ktoré súvisia s jeho využitím vo veľkom rozsahu, v medicíne, v priemysle alebo pri výrobe elektrickej energie. Vývoj technológií pracujúcich s radiáciou spôsobil straty na životoch v radoch výskumníkov, či už experimentálnych fyzikov, rádiológov alebo radiačných chemikov, ktorí neodhadli schopnosť ionizujúceho žiarenia poškodzovať živé organizmy a ich tkanivá. Spoločnosť však čoskoro rozpoznala škody, ktoré môže radiácia mimo kontroly spôsobovať, čo samozrejme vynieslo do popredia aj akútnu nutnosť pozozumieť na vysokej úrovni veľkému množstvu rôznych komplexných fyzikálnych javov, ktoré stoja za vznikom ionizujúceho žiarenia, mechanizmami jeho šírenia a interakciami s látkou. Čo sa týka interakcií ionizujúceho žiarenia s látkou, dva druhy týchto interakcií z hľadiska bezpečnosti a spoločenskej akceptovateľnosti práce so zdrojmi ionizujúceho žiarenia vyčnievajú nad ostatnými.

Prvou je problematika efektov, ktoré má ionizujúce žiarenie na biologické tkanivá, zvlášť tie ľudské. Z tohto dôvodu boli zavedené rôzne fyzikálne veličiny schopné čo najvernejšie a najzmysluplnejšie kvantifikovať účinky žiarenia na látkové prostredie, a taktiež boli stanovené prísne limity, ktorými sú regulované prípustné hodnoty týchto veličín. Základným prístupom k radiačnej bezpečnosti je prehlbovanie schopnosti rozpoznávať, vyhodnocovať a kontrolovať riziká, súvisiace s radiáciou.

Druhou oblasťou, tou, ktorou sa v ďalšom texte budeme zaoberať predovšetkým, je analýza tienenia ionizujúceho žiarenia vo všetkých jeho základných formách. Pod pojmom analýza tienenia sa pre tento účel myslí vyčíslenie toho, ako systém jednoduchých alebo zložitých tieniacich zariadení blízko zdroja ionizujúceho žiarenia, ovplyvní radiáciu v nejakom mieste, ktoré nás v danej chvíli zaujíma.

Vedné disciplíny zaoberajúce sa analýzou tienenia ionizujúceho žiarenia sa v priebehu niekoľkých desaťročí prepracovali z pozície, kde používali len empirické zjednodušenia a hrubé odhady, na vývojový stupeň, kedy je na použitie jednotlivých techník častokrát treba zapojiť sofistikované algoritmy bežiace na najvýkonnejších počítačoch, pracujúce s obrovskými databázami údajov.

Bezprostrednou motiváciou tohto diela je vo forme bakalárskej práce načrtnúť teoretický úvod do problematiky ionizujúceho žiarenia a jeho tienenia, na ktorý nadväzuje praktická aplikácia – návrh výukovej úlohy z fyziky tienenia, spolu s jednoduchým a flexibilným výpočtovým modelom. Tým môže prispieť k šíreniu poznania v tejto dôležitej oblasti, ktorá leží na pomedzí fyziky, medicíny, štatistického spracovania dát, matematického modelovania a iných vedných odborov.

1 IONIZUJÚCE ŽIARENIE

1.1 Historický vývoj modelov atómu

Neodmysliteľnou súčasťou pojednania o vývoji poznatkov o (ionizujúcom) žiarení je aspoň stručná história predstáv o fyzikálnej povahe hmoty, a teda jej najmenších častí, atómov.

Prvým sofistikovaným modelom atómu v dejinách je model anglického chemika a fyzika Johna Daltona (1766–1844) – **Daltonov model**. Základné postuláty jeho atómovej teórie sú (podľa [1]) nasledovné:

1. Prvky sa skladajú z extrémne malých častí nazývaných atómy.
2. Atómy daného prvku sú rovnakej veľkosti, hmotnosti a ostatných vlastností; atómy rôznych prvkov sa v týchto vlastnostiach líšia.
3. Atómy sa nedajú deliť, vytvoriť a ani zničiť.
4. Atómy rôznych prvkov tvoria v celočíselných pomeroch chemické zlúčeniny.
5. V chemických reakciách sa atómy spájajú, navzájom oddeľujú alebo sa preusporiadavajú.

I keď druhý postulát je nepresný (izotopy jedného prvku sa v istých vlastnostiach, napr. hmotnosti, líšia), pre ďalší výklad je kľúčová pravdivosť tretieho postulátu. Nie je totiž pravda, že atómy sú nedeliteľné. Práve ich čiastočná premena (oddelenie elektrónov a s tým súvisiaca ionizácia) je kľúčovou schopnosťou ionizujúceho žiarenia, ako uvedieme nižšie.

Druhým modelom je **Thomsonov model** („model hrozienkového pudingu“, z angl. *plum pudding model*[1]). Tento je pomenovaný podľa anglického experimentálneho fyzika J. J. Thomsona (1856–1940). Thomson roku 1897 pri pokusoch s katódovými lúčmi v Crookesových trubiciach objavil záporne nabité častice, neskôr nazvané elektróny [2]. Keďže bolo známe, že atómy ako celky sú elektricky neutrálne, musel sa v nich nachádzať aj kompenzujúci kladný náboj. Takéto častice však Thomson ešte nepoznal a predpokladal tak rozptýlenie kladného náboja (v jeho analógii puding) v celom priestore atómu okolo priestorovo ohraničených elektrónov (hrozienka).

Thomsonov model bol navrhnutý roku 1904 [3], ale už o 5 rokov neskôr, v roku 1909, Nemec Hans Geiger (1882–1945) a Brit Ernest Marsden (1889–1970) v experimente so zlatou fóliou ukázali na jeho závažné nedostatky [4]. V tomto experimente bola α-časticami (viď str. 7) z rádioaktívnej premeny radónu ostreľovaná tenká zlatá fólia uložená vo vákuovej komore. Keďže kladne nabité α-častice

[1]Hoci doslovný preklad hovorí o „modeli slivkového pudingu“, tento puding v skutočnosti obsahuje hrozienka, *plum* je totiž starší anglický výraz pre ne.

sú veľmi hmotné a kladný náboj podľa Thomsonovho modelu bol rozptýlený v celom atóme, veľmi tenká fólia mala spôsobiť len veľmi malé (maximálne niekoľkostupňové) vychýlenie α-častíc. Detektor však nameral výchylky dráh častíc až do 180°. Tento experiment, navrhnutý britským fyzikom Ernestom Rutherfordom (1871–1937), viedol k objavu atómového jadra a hypotéze planetárneho atómu – **Rutherfordovmu modelu** [5].

Rutherford vo svojom modeli z roku 1911 navrhol predstavu hmotného, kladne nabitého jadra v strede atómu, okolo ktorého obiehajú, podobne ako planéty v solárnom systéme, jednotlivé, oveľa ľahšie elektróny. Závery vyplývajúce z Rutherfordovho modelu sú nasledovné:

1. Elektróny (kvôli svojej malej hmotnosti, a teda aj hybnosti) prakticky neovplyvňuju rozptyl α-častíc.
2. Veľká väčšina hmotnosti atómu je koncentrovaná v relatívne malej centrálnej časti jeho objemu.
3. Kladný náboj atómu je sústredený v tomto jadre a je úmerný atómovej hmotnosti.

Onedlho po formulácii Rutherfordových hypotéz prišiel holandský amatérsky fyzik Antonius van den Broek (1870–1926) s myšlienkou, že nielen, že veľkosť náboja jadra je úmerná veľkosti atómovej hmotnosti, ale náboj jadra je to, čo definuje atómové (protónové) číslo Z (viď str. 5) daného prvku, ktoré dovtedy len naznačovalo jeho pozíciu v periodickej sústave prvkov. Túto hypotézu potvrdil experimentálne roku 1913 Henry Moseley (1887–1915) [4].

Po tomto objave dánsky fyzik Niels Bohr (1885–1962) mohol prísť s modelom, ktorý dnes voláme **Bohrov model** [4]. Elektróny sa v ňom pohybujú po diskrétnych kružnicových trajektóriách okolo jadra, pričom prechádzať medzi možnými energiovými hladinami môžu len pri prijatí alebo vyžiarení určitého kvanta energie vo forme fotónu (viď str. 4). Vlnové dĺžky λ tohto žiarenia podliehajú rovnici

$$\Delta E = E_1 - E_2 = \frac{hc}{\lambda} \qquad [\mathrm{J}; \mathrm{J{\cdot}s}, \mathrm{m{\cdot}s^{-1}}, \mathrm{m}], \tag{1.1}$$

kde energie E_1 a E_2 zodpovedajú dvom rôznym energiovým hladinám, h je Planckova konštanta ($h \doteq 6{,}626 \cdot 10^{-34}\,\mathrm{J{\cdot}s}$) a c je rýchlosť svetla ($c = 299\,792\,458\,\mathrm{m{\cdot}s^{-1}}$).

Vylepšením niektorých nedostatkov Bohrovho modelu, ktoré vykonal rakúsky fyzik Erwin Schrödinger (1887–1961), sa dostávame k tzv. **kvantovomechanickému modelu atómu**, ktorý považuje elektróny v atómovom obale nie za pevné častice s určitými polohami a hybnosťami, ale ako „elektrónový oblak“, kde sú elektróny popísané vlnovými funkciami pravdepodobnostného charakteru. Tento model zostáva užitočný dodnes [4].

1.2 Typy ionizujúceho žiarenia

Éru vedeckého skúmania ionizujúceho žiarenia zahájil roku 1895 nemecký fyzik H. C. Röntgen (1845–1923), keď pri aplikácii vysokých napätí vo vákuovej trubici objavil a podrobne popísal lúče X, pomenované tiež **röntgenové žiarenie** [6].

Fracúzsky fyzik Henri Becquerel (1852–1908) už o pár mesiacov neskôr, roku 1896, objavil, že soli uránu vytvárajú čiastočnú expozíciu dosiaľ nevyvolanej fotografickej dosky. V uraninite (staršie *smolinec*) našli Marie Skłodowska-Curie (1867–1934) a Pierre Curie (1859–1906) stopy rádia, ktoré je produktom rádioaktívneho radu uránu (konkrétne izotopu ^{238}U) [7].

Ernest Rutherford roku 1899 skúmal správanie žiarenia produkovaného uraninitom a na základe toho ho rozdelil na dva typy – kladne nabité, málo prenikavé, ktoré nazval **α-žiarením**, a záporne nabité, prenikavejšie, ktoré nazval **β-žiarením**. Henri Becquerel krátko nato preukázal, že β-žiarením je tok elektrónov a Rutherfordovi spolupracovnící nakoniec objasnili pôvod α-žiarenia.

Francúz Paul Villard (1860–1934) objavil pri skúmaní žiarenia produkovaného rádiom (^{226}Ra) **gama žiarenie**.

Kozmické žiarenie objavil roku 1912 rakúsko-americký fyzik Victor Hess (1883–1964), pri meraní elektrometrom v rôznych výškach počas letu balónom.

Posledným dôležitým objavom súvisiacim s ionizujúcim žiarením bolo objavenie neutrónu a s tým súvisiaceho **neutrónového žiarenia** anglickým fyzikom Jamesom Chadwickom (1891–1974) [8].

Na tomto mieste teda môžeme zhrnúť základné poznatky o ionizujúcom žiarení.

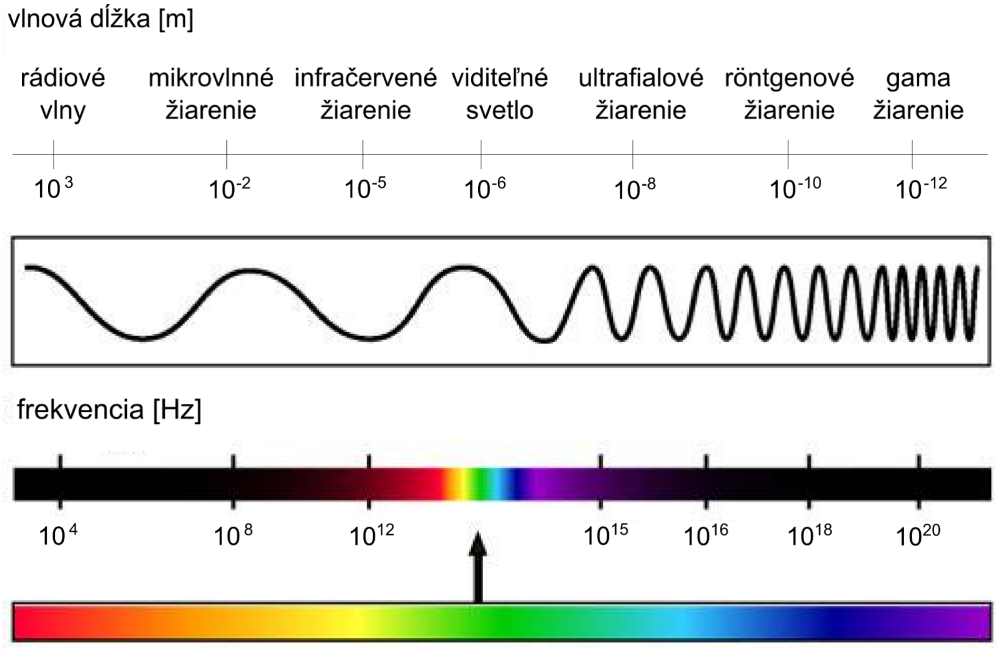
Žiarenie je prenos energie vo forme energetických častíc alebo vĺn (fotónov) vákuom alebo látkou, ktorá nie je nevyhnutná pre jej prenos.

Ionizujúce žiarenie je také žiarenie, ktoré je dostatočne energetické na to, aby dokázalo ionizovať atómy alebo molekuly, t. j. uvoľniť elektróny z atómových obalov. Naopak, častice **neionizujúceho žiarenia** takúto postačujúcu energiu nemajú.

Určenie presnej hranice medzi ionizujúcim a neionizujúcim žiarením je napriek týmto definíciam problematické a arbitrárne sa určuje väčšinou ako 10 eV (čo zodpovedá vlnovej dĺžke približne 124 nm, viď Obr. 1.1).

Ionizácia prebieha u rôznych druhov žiarenia rôznymi spôsobmi. Najdôležitejším rozlišovacím znakom je však elektrický náboj, ktorý častice žiarenia nesú [6].

Elektricky nabité ionizujúce častice pozdĺž svojej cesty látkou vytvárajú ionizácie po malých intervaloch ako výsledok energetických impulzov predaných orbitalovým elektrónom. Tieto impulzy sú spôsobené na diaľku elektrickými silami. Môžeme teda povedať, že elektricky nabité ionizujúce žiarenie je **priamo ionizujúce**. Sú ním napr. α-častice a β-častice [6].



Obr. 1.1: Elektromagnetické spektrum [9].

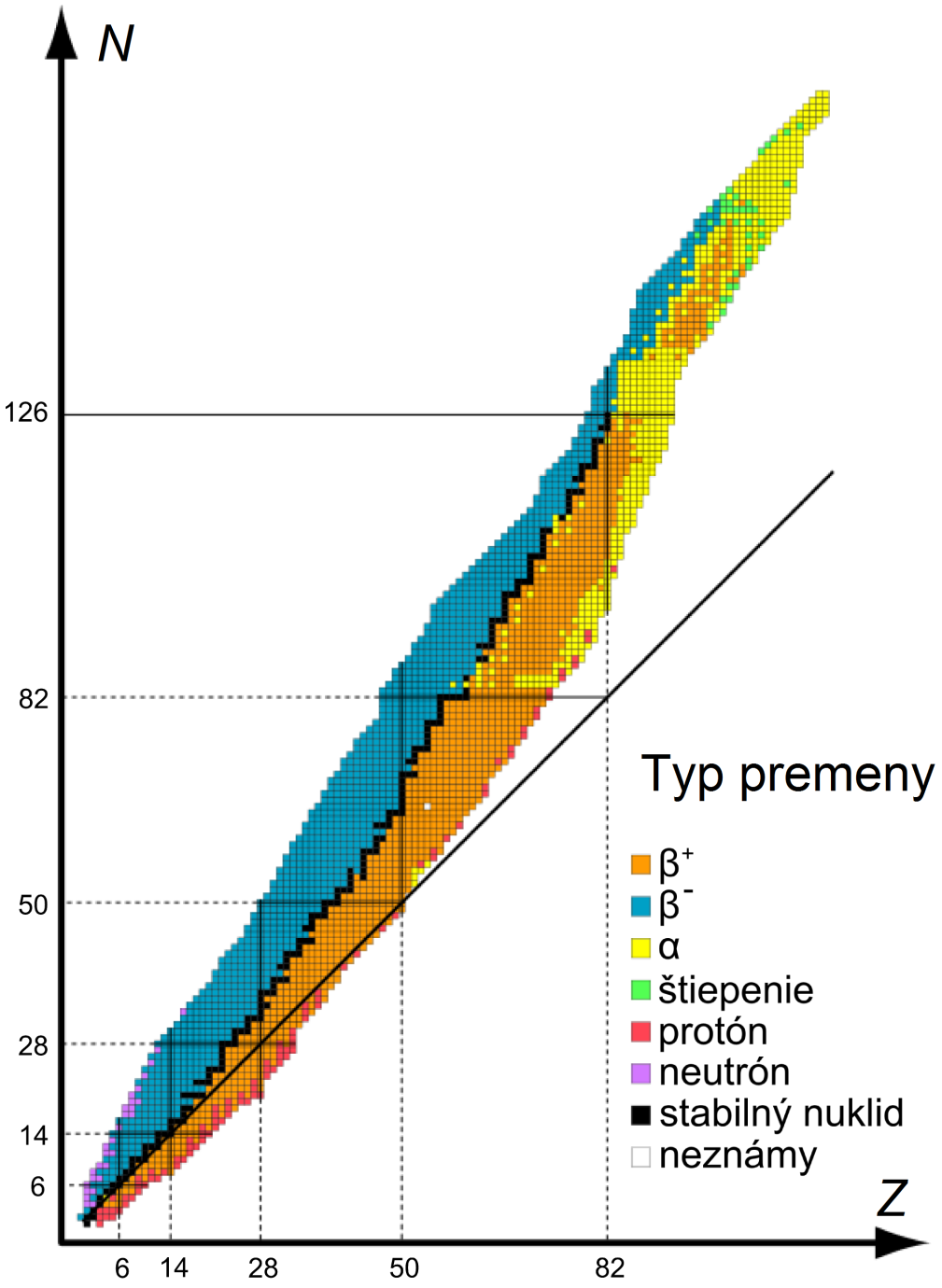
Elektricky neutrálne ionizujúce častice pri svojej ceste látkou nereagujú s okolitými časticami, až kým nahodou nepríde ku kolízii s nejakou z nich, napr. elektrónmi alebo jadrom, pričom príde k uvoľneniu tejto častice a tá nasledne pokračuje v priamej ionizácii, ktorá bola popísana vyššie. Ionizujúce žiarenie z elektricky neutrálnych častíc je teda **nepriamo ionizujúce**. Do tejto kategórie spadá neutrónové žiarenie a žiarenie γ [6].

Ionizujúce žiarenie má teda pôvod buď v jadrových reakciách (napr. α-, β- alebo γ-žiarenie) alebo procesoch v elektrónových obaloch (röntgenové žiarenie).

Atómové jadro má Z **protónov** a N **neutrónov**, spolu $Z + N = A$ **nukleónov**. Z je **atómové (protónové) číslo**, N **neutrónové číslo** a A **hmotnostné číslo**.

Atómy s definovaným A a Z sa nazývajú **nuklidy**. Nuklidy s rovnakým Z, ale rôznymi A sa nazývajú **izotopy**. Na Obr. 1.2 sa nachádzajú v rovnakom stĺpci. Nuklidy s rovnakými A, ale rôznymi Z sa nazývajú **izobary**. Na Obr. 1.2 sa nachádzajú na rovnakej diagonále smerujúcej z ľavého horného rohu do pravého dolného rohu. Nuklidy s rovnakými N, ale rôznymi Z a A sa nazývajú **izotony**. Na Obr. 1.2 sa nachádzajú v rovnakom riadku [8].

Rádioaktivita je schopnosť atómových jadier vysielať žiarenie. Táto schopnosť môže byť buď **prirodzená** alebo zapríčinená človekom, čiže **umelá** [5]. Nuklidy s touto schopnostou nazývame **rádionuklidy**. Príčinou prirodzenej rádioaktivity je prechod atómových jadier z excitovaného kvantového stavu do základného alebo prechod do stabilnejšej konfigurácie [5].



Obr. 1.2: Diagram rádioaktívnych premien jednotlivých nuklidov, podľa [9].

Poloha daného nuklidu na diagrame Obr. 1.2 nám môže prezradiť, či je nestabilný, a ak áno, ako sa premieňa, aké častice pri tom vytvára a zdrojom akého druhu ionizujúceho žiarenia teda je.

V nasledujúcom texte sa zoznámime s kľúčovými typmi ionizujúceho žiarenia podrobne.

1.2.1 Žiarenie alfa

Žiarenie α tvoria rýchlo letiace jadrá hélia ${}^{4}_{2}\mathrm{He}$ – α-častice. Vzniká pri **α-premene**:

$$ {}^{A}_{Z}\mathrm{X} \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}\mathrm{Y} + {}^{4}_{2}\mathrm{He}. \tag{1.2} $$

Premena α je prejavom silnej interakcie. Nuklidy premieňajúce sa α-premenou môžeme na Obr. 1.2 vidieť v žltej oblasti. Z diagramu je vidno, že ide z prevažnej časti o veľké a ťažké nuklidy s A väčším ako 150 [10].

Konkrétnym príkladom premeny α je premena jadra ${}^{238}\mathrm{U}$ na ${}^{234}\mathrm{Th}$ a α-časticu:

$$ {}^{238}_{92}\mathrm{U} \rightarrow {}^{234}_{90}\mathrm{Th} + {}^{4}_{2}\mathrm{He}. \tag{1.3} $$

Spektrum energii častíc α je diskrétne (s hodnotami v rozmedzí 4 až 9 MeV [11]), pretože pri premene α vyletuje z jadra len jedna častica, ktorej energia je teda určená pre konkrétnu premenu jednoznačne.

Zdrojom α-častíc môžu byť aj časticové urýchľovače a kozmické žiarenie.

Žiarenie α má voči ostatným druhom ionizujúceho žiarenia relatívne najmenšiu prenikavú schopnosť, čo je spôsobené hlavne jeho veľkým kladným nábojom. Je ho možné zastaviť listom papiera a vo vzduchu preletí len pár centimetrov [10]. Z týchto dôvodov je vo všeobecnosti málo nebezpečné, je však potrebné sa vyhnúť požitiu (ingescii) alebo vdýchnutiu (inhalácii) žiaričov týchto častíc, pretože v tom prípade sa stávajú kvôli svojej vysokej ionizačnej schopnosti, naopak, jednými spomedzi tých najškodlivejších.

Používa sa napr. v protipožiarnych alarmoch, pri odstraňovaní statickej elektriny, v rádioizotopových termoelektrických generátoroch (napr. vo vesmírnych družiciach, v minulosti v kardiostimulátoroch a pod.) a v budúcnosti potenciálne pri liečení nádorov [12].

Typickými α-žiaričmi sú ${}^{241}\mathrm{Am}$, ${}^{211}\mathrm{Po}$, ${}^{226}\mathrm{Ra}$ a ${}^{239}\mathrm{Pu}$ [11].

1.2.2 Žiarenie beta

Žiarenie β je názov pre vysokoenergetický, vysokorýchlostný tok elektrónov, resp. pozitrónov – častíc zhodných s elektrónmi, akurát s kladným nábojom [4].

Pozitróny vznikajú pri **β^{+}-premene**:

$$ {}^{A}_{Z}\mathrm{X} \rightarrow {}^{A}_{Z-1}\mathrm{Y} + \mathrm{e}^{+} + \nu_{\mathrm{e}}, \tag{1.4} $$

kde ν_{e} je (elektrónové) neutríno.

Elektróny vznikajú pri **β^{-}-premene**:

$$ {}^{A}_{Z}\mathrm{X} \rightarrow {}^{A}_{Z+1}\mathrm{Y} + \mathrm{e}^{-} + \bar{\nu}_{\mathrm{e}}, \tag{1.5} $$

kde $\bar{\nu}_e$ je (elektrónové) antineutríno.

Príkladom β^+-premeny je napr. premena ^{23}Mg na ^{23}Na, pozitrón a neutríno:

$$^{23}_{12}\mathrm{Mg} \rightarrow ^{23}_{11}\mathrm{Na} + \mathrm{e}^+ + \nu_e. \tag{1.6}$$

Príkladom β^--premeny je napr. premena ^{14}C na ^{14}N, elektrón a antineutríno:

$$^{14}_{6}\mathrm{C} \rightarrow ^{14}_{7}\mathrm{N} + \mathrm{e}^- + \bar{\nu}_e. \tag{1.7}$$

Spektrum energií produktov premien β je spojité, pretože vznikajú dve častice, ktoré si uvoľnenú energiu vo forme svojej kinetickej energie môžu rozdeliť v rôznom pomere. Maximálne kinetické energie β-častíc sa pohybuju v rozmedzí 0,02 MeV (elektrón vzniknutý pri β^--premene ^{3}H) až 16,3 MeV (pozitrón vzniknutý pri β^+-premene ^{12}N) [11]. Tieto premeny sú prejavom slabej interakcie. Zároveň môžeme vidieť, že žiarenie β je jadrového pôvodu a posúva nuklidy v rovine NZ na Obr. 1.2 po diagonále (izobare) buď doľava nahor (v prípade β^+-premeny), alebo doprava nadol (v prípade β^--premeny), v oboch prípadoch však smerom k stabilnejším nuklidom. Nuklidy premieňajúcee sa β^+-premenou môžeme vidieť na Obr. 1.2 v oranžovej oblasti, t. j. v oblasti nuklidov s prebytkom protónov vzhľadom k ich stabilným izobarom. Nuklidy premieňajúce sa β^--premenou, naopak, môžeme vidieť na tomto diagrame v modrej oblasti, t. j. v oblasti nuklidov s prebytkom neutrónov vzhľadom k ich stabilným izobarom.

Žiarenie β má stredne veľkú penetračnú schopnosť. Zastaví ho napr. tenký hliníkový plech [13].

Využitie β-žiarenia je v oblasti nukleárnej medicíny, napr. pri liečbe rakoviny oka alebo kostí. β^+-premena sa využíva aj pri pozitrónovej emisnej tomografii (tzv. PET scan) [12]. Okrem medicíny sa využíva aj pri meraní hrúbky materiálov a pri nedeštruktívnej analýze materiálov (napr. pri zisťovaní popolnatosti uhlia a koksu, čistoty koncentrátov, či kovnatosti rúd) [11].

K najčastejšie používaným žiaričom β patria: ^{22}Na (β^+); ^{35}S, ^{63}Ni, ^{85}Kr, ^{90}Sr a ^{204}Tl (β^-) [11].

1.2.3 Žiarenie gama

Ako môžeme vidieť na Obr. 1.1, **žiarenie** γ je vysokoenergetické elektromagnetické vlnenie s frekvenciami nad $1 \cdot 10^{19}$ Hz, čo zodpovedá vlnovým dĺžkam kratším ako 30 pm. Jedno kvantum tohto žiarenia – **fotón** teda nesie vyše 40 keV kinetickej energie (1 eV je približne rovný $1{,}602 \cdot 10^{-19}$ J) [4].

Pôvod γ-žiarenia je v prechode jadra z vyššej energetickej kvantovej hladiny do nižšej, t. j. v deexcitácii [7]. Frekvenčné (energiové) spektrum takto vzniknutých

γ-častíc je diskrétne, pretože aj energetické hladiny sú kvantované. Energie fotónov γ sa pohybujú v rozmedzí od desiatok keV do jednotiek MeV. Okrem toho zaznamenávame aj γ-žiarenie pôvodom z kvazarov, pulzarov, magnetarov alebo gama záblesk ov. Tieto môžu mať energie aj v desiatkach TeV, ktoré fotóny vzniknuté pri rádioaktívnej premene nedosahujú.

Typickým príkladom deja, pri ktorom vznikajú γ-častice, môže byť v praxi veľmi často využívaná β^--premena nuklidu ^{60}Co na ^{60}Ni, následkom ktorej excitované jadro nuklidu ^{60}Ni dvakrát po sebe emituje fotóny, prvý s energiou 1,17 MeV (Rov. (1.8)) a druhý s energiou 1,33 MeV (Rov. (1.9)):

$$^{60}_{27}\mathrm{Co} \rightarrow {}^{60}_{28}\mathrm{Ni}^* + \mathrm{e}^- + \bar{\nu}_\mathrm{e} + \gamma, \tag{1.8}$$

$$^{60}_{28}\mathrm{Ni}^* \rightarrow {}^{60}_{28}\mathrm{Ni} + \gamma. \tag{1.9}$$

Častokrát sa tiež môžeme stretnúť s emisiou fotónu nasledujúcou po záchyte tepelného neutrónu nuklidom ^{235}U. Tento je potom excitovaný a do základného stavu sa dostane vyžiarením prebytočnej energie vo forme žiarenia γ:

$$^{235}_{92}\mathrm{U} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow {}^{236}_{92}\mathrm{U}^* \rightarrow {}^{236}_{92}\mathrm{U} + \gamma. \tag{1.10}$$

Príkladom ďalšieho procesu, pri ktorom sa uvoľňujú fotóny s veľkými energiami môže byť **elektrónový záchyt**, tiež nazývaný ***K*-záchyt**. Pri tomto procese pripomínajúcom inverznú β-premenu dochádza k zachyteniu elektrónu z vrstvy K elektrónového obalu nuklidu bohatého na protóny. Pri tom vzniká premenou protónu materského nuklidu na neutrón dcérsky nuklid, ktorého Z je o 1 menšie. Uvoľní sa tiež elektrónové neutríno. Po tejto interakcii je atóm v excitovanom stave a prebytočnú energiu uvoľní buď vo forme röntgenového žiarenia alebo ako kinetickú energiu elektrónov uvoľnených z obalu (**Augerove elektróny**). Konečne, jadro dcérskeho nuklidu je tiež excitované a do základného stavu prejde vyžiarením fotónov γ. Príkladom elektrónového záchytu môže byť premena ^{65}Zn na ^{65}Cu:

$$^{65}_{30}\mathrm{Zn} + \mathrm{e}^- \rightarrow {}^{65}_{29}\mathrm{Cu} + \nu_\mathrm{e}, \tag{1.11}$$

pričom fotóny vyžiarené pri deexcitácii jadra majú energiu 1,115 MeV [11].

Kvôli tomu, že fotóny nenesú žiadny elektrický náboj, majú vysokú penetračnú schopnosť a na ich zastavenie je treba tienenie z ťažkých prvkov, napr. olova. Taktiež nie sú vychylované elektrickým ani magnetickým poľom. Ionizujú nepriamo.

Žiarenie γ má využitie pri ožarovaní za účelom sterilizácie, napr. medicínskych nástrojov. Ďalšie využitie je opäť v nukleárnej medicíne, kde sa využíva napr. vo forme gamanožov pri odstraňovaní nádorov [12]. Žiaričmi γ sa dá merať hrúbka niektorých rozmernejších materiálov a dajú sa použiť ako hustomery a hladinomery [11].

Fyzikálne vlastnosti γ-žiarenia a röntgenového žiarenia sa v rozsahoch frekvencií, ktoré majú spoločné ($1{\cdot}10^{19}$ Hz až $3{\cdot}10^{19}$ Hz), nedajú rozlíšiť. Terminologicky sa však rozlišujú podľa pôvodu: γ-žiarenie je jadrového pôvodu, zatiaľ čo röntgenové žiarenie pochádza z procesov v atómových obaloch.

Príkladmi γ-žiaričov sú: ^{54}Mn, ^{57}Co, ^{60}Co, ^{109}Cd, ^{113}Sn, ^{137}Cs, ^{139}Ce a ^{228}Th [11].

1.2.4 Neutrónové žiarenie

Neutrónové žiarenie je tok rýchlo pohybujúcich sa neutrónov. Polčas premeny voľných neutrónov (v jadre sú stabilné) je 615 s a premieňa sa β^--premenou (viď výklad na str. 7), vzniká teda žiarenie β zložené z elektrónov [5].

Zdrojmi neutrónov sú niektoré nuklidy, ktoré sa samovoľne štiepia za vzniku neutrónov. Príkladom môže byť **spontánne štiepenie** ^{252}Cf [14]:

$$^{252}_{98}\mathrm{Cf} \rightarrow {}^{105}_{42}\mathrm{Mo} + {}^{143}_{56}\mathrm{Ba} + 4\,{}^{1}_{0}\mathrm{n}. \tag{1.12}$$

Umelé štiepne reakcie sú tiež možným zdrojom neutrónového žiarenia. Príkladom jadrovej reakcie, ktorá produkuje štiepne neutróny s vysokými energiami môže byť štiepenie ^{235}U:

$$^{235}_{92}\mathrm{U} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow {}^{95}_{38}\mathrm{Sr} + {}^{139}_{54}\mathrm{Xe} + 2\,{}^{1}_{0}\mathrm{n}. \tag{1.13}$$

Niekoľko desiatok neutrónov na jeden vysokoenergický protón sa uvoľní pri použití **spalačného zdroja** [15].

Ďalším príkladom zdroja neutrónov je α-žiarič (napr. ^{210}Po, ^{226}Ra, ^{238}Pu, ^{239}Pu alebo ^{241}Am) v kombinácii s nuklidom s nízkym A (napr. ^{9}Be, ^{10}B, ^{11}B, ^{18}O alebo ^{19}F) [15]. Pri náraze α-častice do terčového nuklidu vznikne nový nuklid a uvoľní sa neutrón:

$$^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{9}_{4}\mathrm{Be} \rightarrow {}^{12}_{6}\mathrm{C} + {}^{1}_{0}\mathrm{n}. \tag{1.14}$$

Posledným príkladom zdroja neutrónov je **termonukleárna fúzia**.

Podobne ako γ-žiarenie, ani tok neutrónov nie je vychýliteľný elektrickým ani magnetickým poľom a ionizuje nepriamo. To sú niektoré z príčin, prečo je zo všetkých zmieňovaných typov ionizujúceho žiarenia najprenikavejšie práve to neutrónové. Na jeho zastavenie je potrebný napr. betón.

Neutrónové žiarenie sa využíva napr. pri skúmaní palivových tyčí; v neutrónovej rádiografii pri kontrole zvarov, prasklín a absorbovanej vlkosti; pri hľadaní výbušnín; alebo pri detekcii kovov [14]. Hlavné využitie neutrónového žiarenia však spočíva v jeho funkcii pri reťazovej štiepnej reakcii v energetických jadrových reaktoroch.

2 INTERAKCIE IONIZUJÚCEHO ŽIARENIA S LÁTKOU

2.1 Vybrané dozimetrické veličiny

Na kvantitatívny popis ionizujúceho žiarenia a určenie jeho dopadu na látkové prostredie (okrem iného aj ľudský organizmus) slúži veľké množstvo dozimetrických veličín. V nasledujúcom výklade uvádzame niektoré z nich.

Premena rádioaktívnych jadier sa riadi **premenovým zákonom** [10]:

$$N(t) = N_0 \mathrm{e}^{-\lambda t} \qquad [-; -, \mathrm{s}^{-1}, \mathrm{s}], \tag{2.1}$$

kde $N(t)$ je počet rádioaktívnych jadier v danej vzorke v čase t, N_0 je pôvodný počet jadier, t. j. v čase $t = 0\,\mathrm{s}$, e je Eulerovo číslo a λ je **premenová konštanta**.

Rýchlosť premeny vyjadruje veličina s názvom **aktivita** [10]:

$$A(t) = -\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} \qquad [\mathrm{Bq}; -, \mathrm{s}], \tag{2.2}$$

kde $\mathrm{d}N$ je počet samovolných rádioaktívnych premien, ku ktorým dochádza v danom množste rádioaktívnej látky za časový interval $\mathrm{d}t$.

Jednotkou aktivity je **becquerel (Bq)**, ktorým je popísaný zdroj, v ktorom dôjde za 1 sekundu k jednej premene spojenej s jednou vyžiarenou časticou.

Polčas premeny je mierou premeny rádioaktívneho prvku, ktorá predstavuje čas, za ktorý sa premení polovica jadier. Z premenovej konštanty λ jej hodnotu môžeme odvodiť pomocou rovnice

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \qquad [\mathrm{s}; \mathrm{s}^{-1}]. \tag{2.3}$$

V rade prípadov je užitočnou charakteristikou žiariča aj jeho aktivita vztiahnutá na jeho celkovú hmotnosť. Táto veličina sa nazýva **merná aktivita** a je definovaná vzťahom

$$a = \frac{A}{m} \qquad [\mathrm{Bq}\cdot\mathrm{kg}^{-1}; \mathrm{Bq}, \mathrm{kg}], \tag{2.4}$$

kde m je hmotnosť daného množstva rádioaktívnej látky s aktivitou A.

Jednou z veličín charakterizujúcich pole ionizujúceho žiarenia je **fluencia častíc**, definovaná vzťahom

$$\Phi = \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}a} \qquad [\mathrm{m}^{-2}; -, \mathrm{m}^2], \tag{2.5}$$

kde $\mathrm{d}N$ je počet častíc, ktoré vstupujú do gule s elementárnym plošným obsahom $\mathrm{d}a$ [16].

Časovou deriváciou fluencie častíc je **časticový príkon** φ:

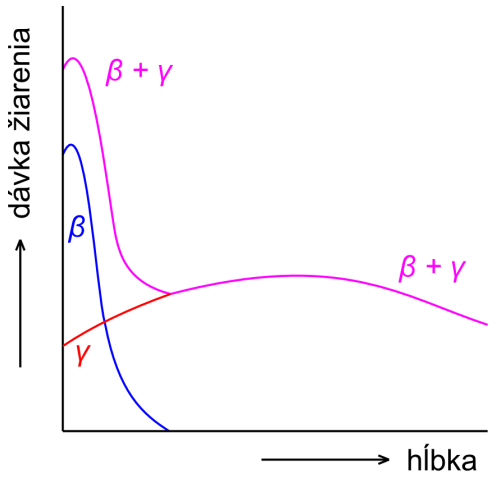
$$\varphi = \frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}t} \qquad [\mathrm{m}^{-2}\cdot\mathrm{s}^{-1}; \mathrm{m}^{-2}, \mathrm{s}]. \tag{2.6}$$

Medzi veličiny charakterizujúce pôsobenie ionizujúceho žiarenia na diaľku patrí **dávka**, ktorá je definovaná ako pomer strednej energie zdelenej ionizujúcim žiarením látke v objemovom elemente, ktorého hmotnosť je dm, k tomuto hmotnostnému elementu [16]:

$$D = \frac{\mathrm{d}\bar{\epsilon}}{\mathrm{d}m} \qquad [\mathrm{Gy}; \mathrm{J}, \mathrm{kg}]. \tag{2.7}$$

Jednotkou dávky je **gray (Gy)**, pričom platí $1\,\mathrm{Gy} = 1\,\mathrm{J}\cdot\mathrm{kg}^{-1}$.

Závislosť dávky ionizujúceho žiarenia vo forme zmiešaného zväzku častíc β a γ na hĺbke v látke, do ktorej preniká je na Obr. 2.1. Dôležité je predovšetkým pozorovanie, že kým priamo ionizujúca zložka dávky (β) klesá s hĺbkou takmer od začiatku, nepriamo ionizujúce γ-častice do značnej hĺbky pokračujú s rastom svojej zložky dávky, až kým sa táto zložka nestane prakticky jedinou.

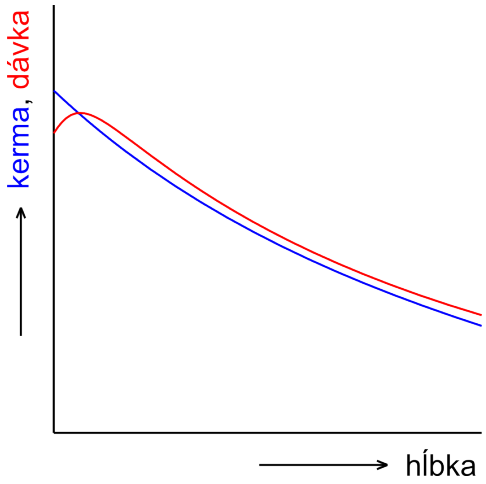


Obr. 2.1: Závislosť dávky žiarenia β a γ na hĺbke prieniku [16].

Užitočnejšou veličinou môže byť v niektorých prípadoch (napr. pri nepriamo ionizujúcom žiarení) **kerma** (z angl. *kinetic energy released in material*), ktorá charakterizuje pôsobenie nepriamo ionizujúceho žiarenia z hľadiska strát kinetickej energie primárnych častíc v danom prostredí:

$$K = \frac{\mathrm{d}E_\mathrm{k}}{\mathrm{d}m} \qquad [\mathrm{J}\cdot\mathrm{kg}^{-1}; \mathrm{J}, \mathrm{kg}]. \tag{2.8}$$

Dávka a kerma sa pri rovnováhe nabitých častíc rovnajú. Vo všeobecnosti to však neplatí. Na Obr. 2.2 môžeme vidieť závislosti oboch veličín od hĺbky materiálu, pričom zdrojom ionizujúceho žiarenia bol nepriamo ionizujúci zväzok častíc.



Obr. 2.2: Závislosť kermy a dávky na hĺbke prieniku v materiáli pri ožarovaní ionizujúcim žiarením [16].

Kým závislosť kermy od hĺbky s minimálnymi odchýlkami spôsobenými rozptylom exponenciálne klesá, u dávky je s rastúcou hĺbkou táto závislosť spočiatku rastúca, čo je podobný jav, ako na Obr. 2.1, kde tiež príspevok k dávke nepriamo ionizujúcej zložky (γ-žiarenie) zväzku s rastúcou hĺbkou rástol. Vysvetlenie tohto javu spočíva v tom, že dávka narozdiel od kermy nie je mierou energetických strát primárneho nepriamo ionizujúceho žiarenia, ale mierou predania energie látke sekundárnymi nabitými časticami [16].

Veličinou používanou v oblasti radiačnej ochrany je **ekvivalentná dávka**. Je zadefinovaná vo Vyhláške Státního úřadu pro jadernou bezpečnost č. 307/2002 Sb. o radiační ochraně [17]. Nahrádza staršiu veličinu dávkový ekvivalent a jej definícia je interpretáciou súčasných odporúčaní ICRP (Medzinárodnej komisie pre rádiologickú ochranu) [18].

Ekvivalentná dávka uvažuje stredné hodnoty absorbovanej dávky a je zadefinovaná nasledovne:

$$H_{\mathrm{T}} = \sum_{\mathrm{R}} w_{\mathrm{R}} D_{\mathrm{T,R}} \qquad [\mathrm{Sv}; -, \mathrm{Gy}]. \tag{2.9}$$

Vypočíta sa ako súčet súčinov **radiačných váhových faktorov** w_{R} pre daný typ ionizujúceho žiarenia R a strednej absorbovanej dávky $D_{\mathrm{T,R}}$ závislej od tkaniva a žiarenia, pre jednotlivé tkanivá T.

Hodnoty w_{R} z vyhlášky SÚJB sú v Tab. 2.1.

Aby sa lepšie zohľadnil rôzny účinok na ľudské telo pri jeho nerovnomernom ožiarení, zavádzame **efektívnu dávku** [17]:

$$E = \sum_{\mathrm{T}} w_{\mathrm{T}} H_{\mathrm{T}} \qquad [\mathrm{Sv}; -, \mathrm{Sv}]. \tag{2.10}$$

Tab. 2.1: Prehľad radiačných váhových faktorov w_{R} pre rôzne typy ionizujúceho žiarenia [17].

Typ žiarenia	Energia E	Radiačný váhový faktor w_{R}
β, γ, mióny, röntgenové	–	1
neutróny	$< 10\,\mathrm{keV}$	5
	$10\,\mathrm{keV}$ až $100\,\mathrm{keV}$	10
	$100\,\mathrm{keV}$ až $2\,\mathrm{MeV}$	20
	$2\,\mathrm{MeV}$ až $20\,\mathrm{MeV}$	10
	$> 20\,\mathrm{MeV}$	5
protóny	$> 2\,\mathrm{MeV}$	5
α, štiepne produkty	–	20

H_{T} je hodnota ekvivalentnej dávky pre každé tkanivo a tkanivový váhový faktor w_{T} nadobúda hodnoty v závislosti od rôzneho druhu tkaniva podľa Tab. 2.2. Súčet hodnôt tkanivových váhových faktorov pre všetky tkanivá je 1.

Tab. 2.2: Prehľad tkanivových váhových faktorov w_{T} zohľadňujúcich zasiahnuté tkanivo [17].

Orgán	Tkanivový váhový faktor w_{T}
Gonády	0,20
Červená kostná dreň	0,12
Hrubé črevo	0,12
Pľúca	0,12
Žalúdok	0,12
Močový mechúr	0,05
Mliečna žľaza	0,05
Pečeň	0,05
Pažerák	0,05
Štítna žľaza	0,05
Koža	0,01
Povrch kostí	0,01
Zvyšok tela	0,05
Spolu	1,00

2.2 Typy interakcií ionizujúceho žiarenia s látkou

Všeobecne pre elektricky nabité častice ionizujúceho žiarenia (napr. α a β) platí, že svoju energiu postupne stratia pri dlhom reťazci **ionizácií** a **excitácií** elektrónov v atómových obaloch. Ak je zdelená energia väčšia ako väzbová energia, tak sa elektrón uvoľní a vytvorí sa iónová dvojica. Ak nie je dostatočná, tak sa elektrón len presunie na vyššiu energetickú hladinu [16].

Ionizujúce žiarenie zložené z elektricky neutrálnych častíc, naopak, ako už bolo spomenuté, ionizujú predovšetkým nepriamo, formou udelenia časti svojej kinetickej energie nabitým časticiam, ktoré začnú po svojej ďalšej ceste priestorom priamo ionizovať látku.

Ďalšou možnou formou vzájomného pôsobenia častíc ionizujúceho žiarenia je interakcia s jadrami. Najbežnejšou formou je **pružná zrážka** pri ktorej sa zmení smer letu dopadajúcej častice a terčová častica sa odrazí. Kinetická energia sústavy však ostáva zachovaná. Pri **nepružnej zrážke** sa časť energie spotrebuje na excitáciu jadra. Toto potom deexcituje väčšinou vo forme emisie fotónov. Treťou možnosťou je **jadrová reakcia**, pri ktorej dôjde k premene častíc, takže výstupom reakcie sú častice, ktoré do nej nevstupovali.

Poslednou možnosťou, zaujímavou hlavne z makroskopického pohľadu je postupná, reťazovitá premena kinetickej energie ionizujúceho žiarenia na zvýšenú kinetickú energiu častíc látky, čo sa zo spomínaného makroskopického pohľadu prejavuje ako zvýšená teplota. Ak odovzdaná energia nie je dostatočná na excitáciu častíc látky, prichádza len k zvyšovaniu kinetickej energie a tak zo zopár vysokoenergetických častíc vznikne obrovské množstvo častíc s o málo vyššou kinetickou energiou.

2.2.1 Interakcie žiarenia alfa s látkou

Častice α sú veľmi hmotné a kladné nabité, o svoju kinetickú energiu pri prechode látkou teda prichádzajú rýchlo pri postupných ionizáciách a excitáciách elektrónov. Cesty α-častíc látkovým prostredím sú s výnimkami úplného konca zhruba priamočiare, pretože častice nie sú príliš vychýlené ani jedným stretom (silovou interakciou) a interakcie prebiehajú rovnomerne všetkými smermi. Môžeme teda pre danú počiatočnú kinetickú energiu častice a prostredie hovoriť o konkrétnom dosahu častice.

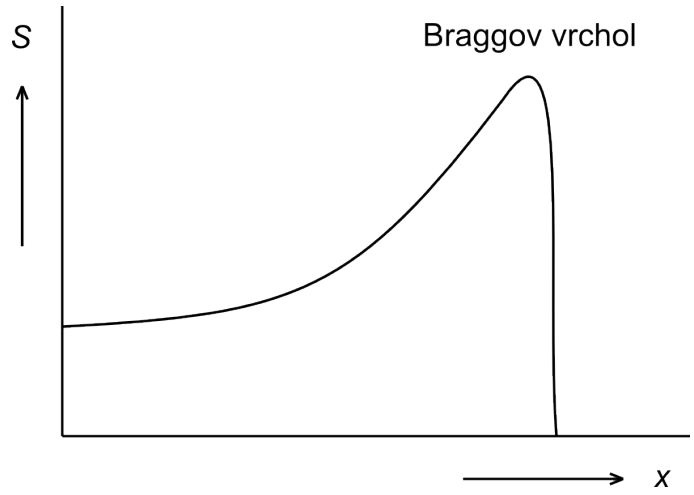
Výnimočne dochádza aj k **rozptylu** na jadrách atómov a k **budeniu brzdného žiarenia**. Brzdné žiarenie je však u ťažkých častíc, akou je aj častica α, zanedbateľné a začne mať väčší vplyv až pri kinetických energiách v rádovo stovkách MeV [16].

Pri prechode α-žiarenia látkovým prostredím sa energia častíc stráca pri rastúcej vzdialenosti prejdenej prostredím nelineárne a s veľkým nárastom tesne pred

hranicou jej doletu. Na matematický popis zmeny energie E častice v látke podľa prejdenej vzdialenosti x slúži veličina **lineárna brzdná schopnosť** S:

$$S = -\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} \qquad [\mathrm{J \cdot m^{-1}; J, m}]. \tag{2.11}$$

Závislosť S na vzdialenosti x prejdenej danou látkou pre konkrétny typ častice s danou energiou sa nazýva **Braggova krivka** (viď Obr. 2.3). Oblasť veľkej lineárnej brzdnej schopnosti sa nazýva Braggov vrchol [19]. Tvar Braggovej krivky je závislý od počiatočnej energie častice, napr. krivka na Obr. 2.3 zodpovedá α-časticiam s počiatočnou energiou 7 MeV.



Obr. 2.3: Braggova krivka pre jednu časticu [19].

2.2.2 Interakcie žiarenia beta s látkou

Pôsobenie medzi časticami β a prostredím, ktorým prechádzajú, je v niektorých ohľadoch zložitejšie ako u α-častíc. Keďže sú oveľa menej hmotné, strety s atómami ich oveľa viac vychyľujú a ich dráha ma preto viac cikcakovitý charakter [10]. Základným procesom pôsobenia medzi elektrónmi a látkou je ionizácia a excitácia, podobne ako u α-častíc. Pozitróny sa správajú obdobne, ako elektróny, navyše ale zanikajú pri kontakte s elektrónmi za vzniku dvoch fotónov γ (**anihilačné žiarenie**).

Pri β^--časticiach je pri interakcii s látkami taktiež veľmi významný jav **budenia brzdného žiarenia**. Tento jav vzniká, keď je elektrón pri svojej dráhe látkou vychýlený jadrom, ktoré má kladný náboj, a teda je mu udelené zrýchlenie. Urýchľovaný elektrický náboj emituje elektromagnetické vlnenie (brzdné žiarenie), pričom vyžiarená energia je úmerná druhej mocnine zrýchlenia. Keďže udelené zrýchlenie je úmerné atómovému číslu Z a nepriamo úmerné hmotnosti letiacej častice, celková vyžiarená energia je úmerná druhej mocnine Z a nepriamo úmerná druhej

mocnine hmotnosti častice. Najväčšia je teda pre ľahké častice a látkové prostredie s veľkým Z, z čoho vyplýva, že tento jav je relevantný práve pre ionizujúce žiarenie zložené z elektrónov. Ku vzniku brzdného žiarenia môže dôjsť aj pri interakcii letiacich elektrónov s elektrónovým obalom atómu [16].

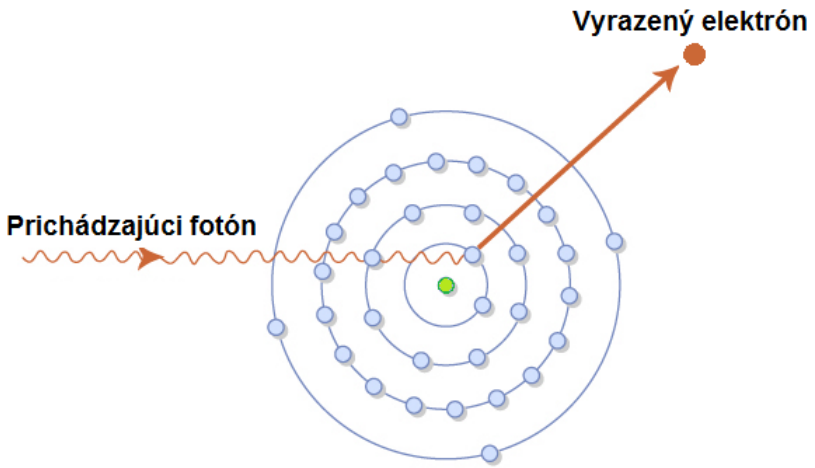
Ďalšie interakcie elektrónov v látkovom prostredí sú z hľadiska tienenia pomerne nevýznamné, pretože pri nich elektróny strácajú len málo energie. Ide predovšetkým o emisiu Čerenkovovho žiarenia a o pružný rozptyl na atómoch [16].

2.2.3 Interakcie žiarenia gama s látkou

Keďže fotóny γ sú elektricky neutrálne, fyzikálne procesy, ktoré sa odohrávajú pri ich interakcii s látkou, sú odlišné od tých, ktoré sme videli pri časticiach α a β.

Najvýznamnejšími interakciami γ-žiarenia s látkou sú [10]:

1. **Fotoelektrický jav (fotoefekt)**. Pri tomto procese fotón odovzdá všetku svoju energiu elektrónu v niektorej energetickej hladine atómu, prebieha teda len na elektrónoch viazaných v atómovom obale [16]. Elektrón je pri tomto procese z atómového obalu vyrazený (viď Obr. 2.4). Tento jav prevláda najmä pri nižších energiách γ-žiarenia (viď Obr. 2.7).

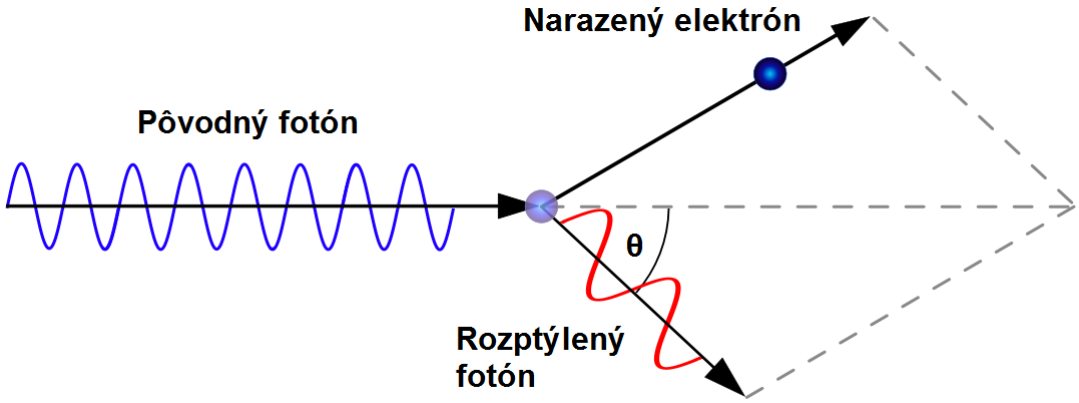


Obr. 2.4: Princíp fotoelektrického javu.

2. **Comptonov efekt (Comptonov rozptyl)**. Dochádza k nemu pri interakcii fotónu s voľným alebo veľmi slabo viazaným elektrónom (viď Obr. 2.5)). Fotón odovzdá elektrónu o hmotnosti m časť svojej hybnosti, pričom sa vychýli o uhol θ a jeho vlnová dĺžka sa zmení o $\Delta\lambda$ podľa rovnice

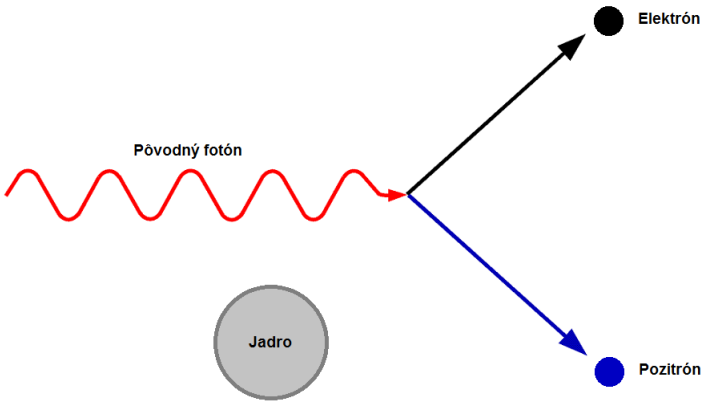
$$\Delta\lambda = \frac{h}{mc}(1 - \cos\theta) \qquad [\mathrm{m}; \mathrm{J{\cdot}s}, -, \mathrm{kg}, \mathrm{m{\cdot}s^{-1}}]. \tag{2.12}$$

Comptonov rozptyl je dominantným javom v širokom páse stredných energií žiarenia γ (viď Obr. 2.7).



Obr. 2.5: Princíp Comptonovho efektu [20].

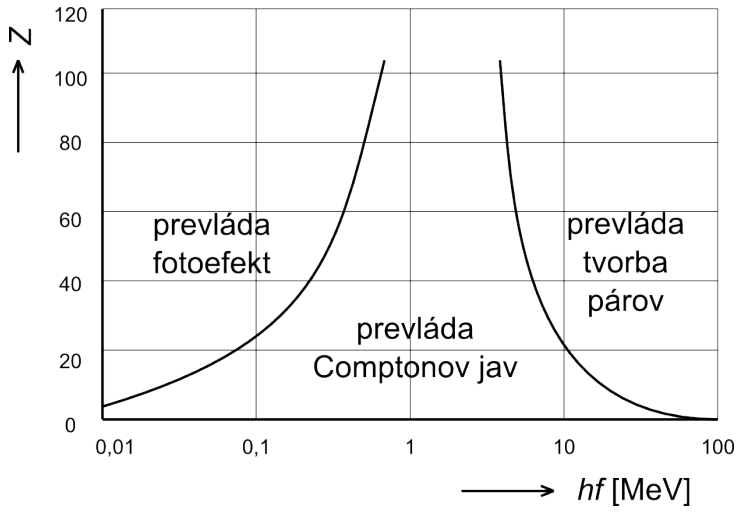
3. **Vytvorenie páru elektrón a pozitrón**. Predstavuje interakciu s elektromagnetickým poľom obklopujúcim častice a znamená ukončenie existencie fotónu a vytvorenie jedného elektrónu a jedného pozitrónu (viď Obr. 2.6). Pri tom je energia fotónu spotrebovaná jednak na kľudovú hmotnosť oboch novovzniknutých častíc, jednak na ich kinetickú energiu. Z toho vyplýva, že najmenšia energia fotónov, pri ktorej tento jav nastáva, je 1,022 MeV, pretože energia ekvivalentná kľudovej hmotnosti elektrónu aj pozitrónu je 511 keV. Prevláda najmä u vyšších energií žiarenia (viď Obr. 2.7).



Obr. 2.6: Princíp vzniku páru elektrón a pozitrón.

Existuje veľa ďalších reakcií fotónov s látkou, za všetky spomeňme aspoň nasledovné: fotojadrové reakcie, fotoprodukcia mezónov, Rayleighov rozptyl, Thomsonov

rozptyl, pružný jadrový rozptyl a ďalšie [16]. Tieto však nie sú dôležité z hľadiska tienenia γ-žiarenia.



Obr. 2.7: Oblasti dôležitosti troch hlavných typov interakcie fotónov [16].

2.2.4 Interakcie neutrónového žiarenia s látkou

Neutróny ako elektricky neutrálne častice interagujú s látkou hlavne reakciami s atómovými jadrami. Reakcie s elektrónmi sú zanedbateľné, predovšetkým z toho dôvodu, že neutróny majú asi 1839-krát väčšiu hmotnosť. Interakcie medzi neutrónmi navzájom možno taktiež zanedbať, pretože v porovnaní s jadrami je ich objemová hustota zanedbateľná a pravdepodobnosť ich vzájomného stretu je teda mnohonásobne menšia, ako stretu neutrónu s jadrom [21].

Najpravdepodobnejšou interakciou rýchlych neutrónov s látkou je **pružný rozptyl**. Pri ňom sa neutrón zrazí s jadrom, pričom prichádza k dočasnému záchytu a neskôr k novej emisii neutrónu jadrom. Jadro ostáva v základnom stave [10].

Pri **nepružnom rozptyle** dochádza k podobnej interakcii, s tým rozdielom, že jadro po nej ostane v excitovanom stave a po čase emituje žiarenie γ. Pri pružnom i nepružnom rozptyle stráca neutrón časť svojej kinetickej energie.

Pri **jadrových reakciách** ionizujúceho žiarenia zloženého z neutrónov prichádza k vytvoreniu nuklidov s iným Z, než mali pôvodné nuklidy.

Medzi jadrové reakcie neutrónu môžeme zaradiť **radiačný záchyt neutrónu**:

$$^{238}_{92}\mathrm{U} + ^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow ^{239}_{92}\mathrm{U}^{*} \rightarrow ^{239}_{92}\mathrm{U} + \gamma, \tag{2.13}$$

ďalej **štiepenie jadier** (viď Rov. (1.13)) a pri veľmi vysokých energiách môže dochádzať aj k **trieštеniu jadier** [5].

2.3 Tienenie ionizujúceho žiarenia

Ochrana pred účinkami ionizujúceho žiarenia má tri zložky [13]:

1. **Ochrana časom**. Vplyvu ionizujúceho žiarenia sa treba vystavovať čo najkratšie.
2. **Ochrana vzdialenosťou**. Od vplyvu ionizujúceho žiarenia sa treba čo najviac vzdialiť.
3. **Ochrana tienením**. Využívame primerané prostriedky na tienenie.

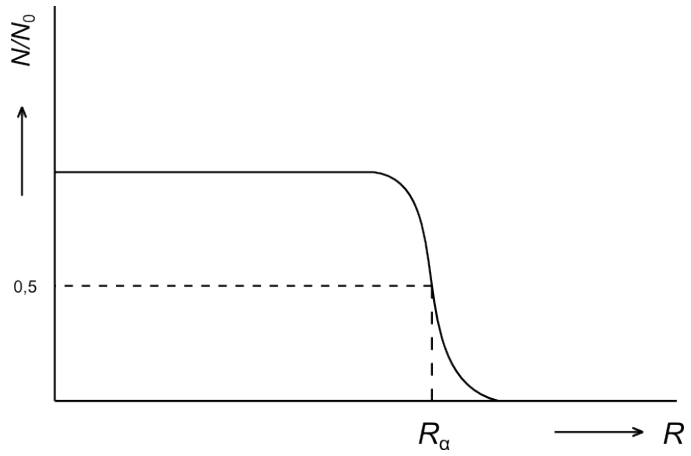
V nasledujúcom texte sa budeme venovať práve rôznym aspektom tienenia jednotlivých druhov žiarenia.

2.3.1 Tienenie žiarenia alfa

Tienenie žiarenia α je technicky nenáročné, keďže ide o toky nabitých častíc, ktoré silno reagujú s látkovým prostredím, a teda stačia aj tenké vrstvy materiálov.

Zaujíma nás predovšetkým dosah R častíc α v prostrediach z rôznych materiálov a tiež rozloženie strát energie pozdĺž dráhy látkou.

Stredný dosah R_α α-častíc určuje hrúbku látkového prostredia, pri ktorej klesne počet tienených častíc N, ktoré ním prechádzajú, na polovicu pôvodného počtu N_0. Keďže distribúcia dosahov α-častíc je pomerne úzka (pár percent okolo stredného dosahu, viď Obr. 2.8), pre účely tienenia nám stačí aj stredný dosah [19].



Obr. 2.8: Rozloženie dosahov častíc α v látkovom prostredí [16].

Stredný dosah $R_{\alpha v}$ častíc α s energiou E vo vzduchu, pri teplote 15 °C a atmosférickom tlaku, určíme podľa približného empirického vzťahu

$$R_{\alpha \mathrm{v}} = 3{,}18\sqrt{E^3} \qquad [\mathrm{mm}; \mathrm{MeV}]. \tag{2.14}$$

V ľubovoľnej látke môžeme určiť stredný dosah R_α, pri znalosti $R_{\alpha\mathrm{v}}$ pre danú energiu častíc, s chybou ± 15 % pomocou vzťahu

$$R_\alpha = 0{,}3\frac{R_{\alpha\mathrm{v}}}{\rho}\sqrt{A_\mathrm{r}} \qquad [\mathrm{mm};\mathrm{mm},-,\mathrm{kg{\cdot}m^{-3}}], \tag{2.15}$$

kde ρ a A sú hustota a relatívna atómová hmotnosť danej látky [16].

Konkrétne, pre častice α s kinetickou energiou 5 MeV to znamená stredný dosah vo vzduchu 35,5 mm a v hliníku 20,5 µm.

Lineárnu brzdnú schopnosť S (definovanú všeobecne pomocou Rov. (2.11)) môžeme pre α-častice s kinetickou energiou väčšou ako 2 MeV určiť pre ľubovoľné prostredie v jednotkách $\mathrm{MeV{\cdot}cm^{-1}}$ podľa **Betheho vzťahu**

$$S(n,Z,\beta,\bar{I}) = -\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = \frac{4\pi n z^2 r_\mathrm{e}^2 m_{\mathrm{e}0} c^2 Z}{\beta^2}\left[\ln\frac{2m_{\mathrm{e}0}c^2\beta^2}{\bar{I}\,(1-\beta^2)} - \beta^2\right], \tag{2.16}$$

kde hodnoty premenných veličín n (hustota počtu atómov alebo molekúl) a $\bar{I}$ sú zadané v $\mathrm{cm^{-3}}$ a MeV, Z je atómové číslo látkového prostredia, $\beta = \frac{v}{c}$ je bezrozmerná rýchlosť určená ako pomer rýchlosti častice a rýchlosti svetla, $z = 2$ je počet elementárnych nábojov častice α, $r_\mathrm{e} = 2{,}8179403{\cdot}10^{-13}$ cm je klasický polomer elektrónu a $m_{\mathrm{e}0}c^2 = 511$ keV je energia ekvivalentná kľudovej hmotnosti elektrónu, [19]. $\bar{I}$ je **stredný excitačný potenciál** atómov v danom látkovom prostredí, určený približne vzťahom

$$\bar{I} = 8{,}2Z(1 + 0{,}7Z^{-2/3}) \qquad [\mathrm{eV};-], \tag{2.17}$$

kde Z je definované ako v Rov. (2.16) [16].

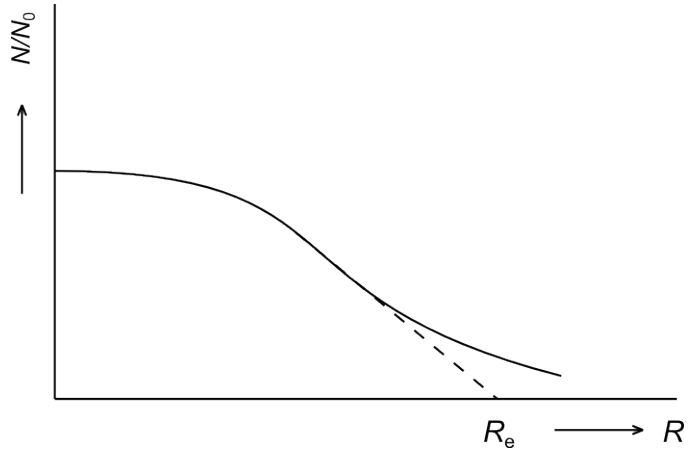
Z Betheho vzťahu je patrné, prečo majú α-častice natoľko krátky dosah, zvlášť v prostredí s veľkou hustotou a veľkým Z. V takomto prostredí je totižto veľká hustota počtu elektrónov, s ktorými po svojej dráhe látkou α-častice často interagujú, čo má za následok veľkú lineárnu brzdiacu schopnosť daného materiálu a skorú stratu kinetickej energie α-častíc. Zároveň je zo vzťahu zrejmé, že straty energie častice sú nepriamo jej kinetickej energii (ktorú predstavuje v Rov. (2.16) bezrozmerná rýchlosť β, ktorej štvorec je úmerný kinetickej energii) [19].

2.3.2 Tienenie žiarenia beta

Vytvoriť dostatočnú ochranu pred β^--časticami je o niečo náročnejšie, pretože strácajú energiu pomalšie ako α-častice, ale stále ide o pomerne jednoducho zvládnuteľný problém, pretože elektróny sú elektricky nabité častice.

Dosah β-častíc v látke má veľký rozptyl, kvôli skutočnosti, že počas svojej dráhy prejde častica veľkým množstvom rozptylov na elektrónovom obale atómov.

V prípade β-častíc je namiesto stredného dosahu užitočnejším údajom pre tienenie **extrapolovaný dosah** R_e, ktorý získame extrapoláciou lineárnej časti krivky na Obr. 2.9, ktorá ukazuje, aká podiel častíc z ich pôvodného počtu N_0 má daný alebo väčší dosah R.



Obr. 2.9: Rozloženie dosahov častíc β v látkovom prostredí [16].

Pre lineárnu brzdnú schopnosť prostredia platí pre relativistické β-častice Betheho vzťah analogický vyššie spomenutej Rov. (2.16). Tento však popisuje len jednu zložku lineárnej brzdnej schopnosti, a to tú, ktorá znižuje kinetickú energiu β-časticiam cez ionizácie a excitácie. Rovná sa ionizačným stratám určeným rovnicou

$$-\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_\mathrm{ion} = \frac{2\pi n r_\mathrm{e}^2 m_\mathrm{e0} c^2 Z}{\beta^2} \cdot$$
$$\cdot \left[\ln \frac{m_\mathrm{e0} c^2 \beta^2 E}{2\bar{I}^2 (1-\beta^2)} - \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2\right) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8}\left(1 - \sqrt{1-\beta^2}\right)^2\right], \tag{2.18}$$

kde sú všetky veličiny definované ako v Rov. (2.16), v rovnakých jednotkách [16].

Druhou zložkou S je radiačné straty, pri ktorých je pôvod strát energie v budení brzdného žiarenia. Ich veľkosť je určená vzťahom

$$-\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_\mathrm{rad} = \frac{nEZ(Z+1)e^4}{137\left(m_\mathrm{e0}c^2\right)^2}\left(4\ln\frac{2E}{m_\mathrm{e0}c^2} - \frac{4}{3}\right), \tag{2.19}$$

kde e je elementárny náboj v C, pričom ostatné veličiny sú definované ako vyššie, s rovnakými jednotkami.

Až súčtom oboch zložiek dostaneme lineárnu brzdnú schopnosť pre β-častice [19]:

$$S = \left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_\mathrm{ion} + \left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_\mathrm{rad} \qquad [\mathrm{MeV\cdot cm^{-1}}; \mathrm{MeV\cdot cm^{-1}}, \mathrm{MeV\cdot cm^{-1}}]. \tag{2.20}$$

Pomer strát energie brzdným žiarením a ionizáciou údava približne vzťah

$$\frac{(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_{\mathrm{rad}}}{(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_{\mathrm{ion}}} = \frac{EZ}{1600 m_{\mathrm{e}0} c^2} \qquad [\mathrm{MeV}\cdot\mathrm{cm}^{-1}, \mathrm{MeV}\cdot\mathrm{cm}^{-1}; \mathrm{MeV}, -, \mathrm{MeV}], \tag{2.21}$$

kde E je počiatočná kinetická energia β-častice a Z je atómové číslo prostredia. Z tohto vzťahu je zrejmé, že pre nízke energie častíc a ľahké nuklidy sú radiačné straty takmer zanedbateľné, ale pri vyšších energiách a ťažších jadrách ich treba vziať do úvahy [16].

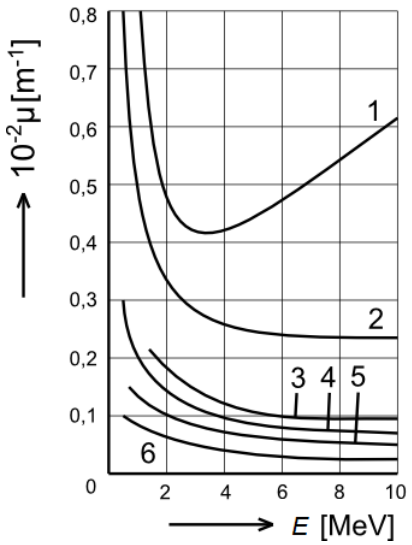
2.3.3 Tienenie žiarenia gama

Tienenie žiarenia γ je v praxi veľmi dôležité, kvôli jeho veľkej prenikavej schopnosti súvisiacej s tým, že nenesie žiadny elektrický náboj.

Zoslabenie žiarenia γ v látkach sa riadi exponenciálnym zákonom

$$I = I_0 \mathrm{e}^{-\mu x} \qquad [\mathrm{m}^{-2}\cdot\mathrm{s}^{-1}; \mathrm{m}^{-2}\cdot\mathrm{s}^{-1}, \mathrm{m}^{-1}, \mathrm{m}], \tag{2.22}$$

kde I_0 je počiatočná (okrajová) hustota prúdu častíc v absorbente a μ je **lineárny zoslabovací súčiniteľ**, ktorého hodnota závisí od druhu materiálu absorbujúceho ionizujúce žiarenie a od energie jednotlivých fotónov (viď Obr. 2.10). Z neho je zrejmé, že ťažšie jadrá zachytávajú γ-žiarenie lepšie ako ľahšie.

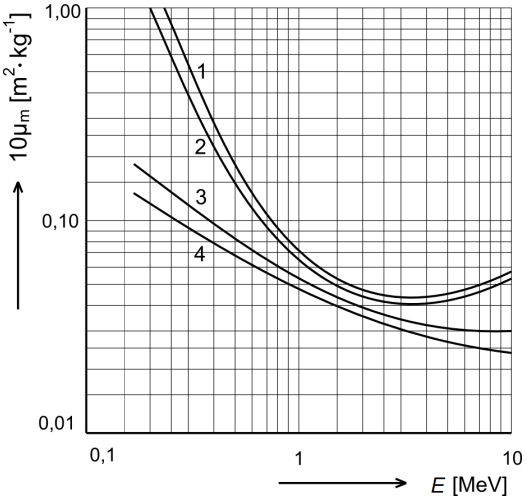


Obr. 2.10: Závislosť lineárneho súčiniteľa zoslabenia na energii pohltených kvánt γ-žiarenia (1 – olovo, 2 – železo, 3 – barytový betón s limonitom, 4 – hliník, 5 – grafit alebo obyčajný betón, 6 – voda) [5].

Hmotnostný súčiniteľ zoslabenia definujeme nasledovne [5]:

$$\mu_{\mathrm{m}} = \frac{\mu}{\rho} \qquad [\mathrm{m}^2{\cdot}\mathrm{kg}^{-1}; \mathrm{m}^{-1}, \mathrm{kg}{\cdot}\mathrm{m}^{-3}], \tag{2.23}$$

kde ρ je hustota absorbentu. Hodnoty μ_{m} v závislosti od materiálu a veľkosti energetických kvant sú vynesené na Obr. 2.11.



Obr. 2.11: Závislosť hmotnostného súčiniteľa zoslabenia na energii pohltených kvánt γ-žiarenia (1 – urán, 2 – olovo, 3 – železo, 4 – hliník) [5].

Rov. (2.22) uvažuje len pôvodné lúče zo zdroja žiarenia a nezohľadňuje teda rozptylové žiarenie (z Comptonovho efektu) a sekundárne žiarenie γ (hovoríme o predpoklade úzkeho zväzku žiarenia), preto je tento vzťah zvlášť pri väčších hrúbkach dosť nepresný. Ak potrebujeme väčšiu vernosť realite, a teda uvažujeme široký zväzok žiarenia, ale zároveň nemôžeme skutočné hodnoty súčiniteľov získať pokusom, výpočet ochrany spravíme pomocou vzorca s opravným činiteľom B (nazývaným aj vzrastový faktor) [5]:

$$I = I_0 B \mathrm{e}^{-\mu x} \qquad [\mathrm{m}^{-2}{\cdot}\mathrm{s}^{-1}; \mathrm{m}^{-2}{\cdot}\mathrm{s}^{-1}, -, \mathrm{m}^{-1}, \mathrm{m}], \tag{2.24}$$

pričom pre hodnotu B činiteľa platí, že pre olovo v intervale energií od 1 do 3 MeV má hodnotu asi $0{,}5\mu x$. Pre materiály iné než olovo a niektoré ťažké nuklidy platia nasledovné hodnoty: $1{,}2\mu x$ (pre 2 MeV), $0{,}8\mu x$ (pre 3 MeV) a $0{,}5\mu x$ (pre 10 MeV) [5]. Ďalšie hodnoty pre iné energie a látky sú v publikácii [13].

Situácia je ešte komplikovanejšia, ak máme viac tieniacich vrstiev za sebou, čo je častý prípad. Hodnoty opravných činiteľov B musíme upraviť, v závislosti od materiálu a hrúbky vrstiev, ktorými fotóny prešli predtým, a pri uvažovaní spätného rozptylu aj vrstiev za tou, pre ktorú hľadáme hodnotu B. Podrobne o týchto nutných korekciách diskutujú práce [13] a [16].

2.3.4 Tienenie neutrónového žiarenia

Pri tienení proti neutrónom treba pamätať na všetky druhy interakcií, ktorými neutróny pôsobia na látku. Jedným z nich je záchyt, pri ktorom sa vylúčia aj vysokoenergetické fotóny, ktoré sa zachytávajú najlepšie ťažkými prvkami (viď Obr. 2.10). Samotné neutróny sa však najlepšie tienia vodíkovými jadrami, kvôli pružnému rozptylu. Z toho vyplýva, že efektívna ochrana proti neutrónom musí buď obsahovať viac vrstiev (tzv. sendvič), niektoré s veľkým obsahom vodíkových jadier (napr. voda), niektoré s ťažkými prvkami, alebo môže byť homogenizovaná, pričom tieto dve skupiny ochrán v nej budú zmiešané (napr. betón so zvýšeným podielom vody a železa – ťažký betón) [5].

Keďže pri častých pružných a nepružných rozptyloch sprevádzajúcich silné neutrónové žiarenie sa hromadia nízkoenergetické neutróny v ochrannej vrstve, musia sa získať hodnoty opravného činiteľa do výpočtu zoslabenia neutrónového toku. Robí sa to experimentálne. Pri počítaní časticového príkonu neutrónov (viď Rov. (2.6)) v reaktore je však výpočet jednoduchší, lebo tienenie obsahuje veľký počet ľahkých jadier (hlavne vodík z vody) [10]:

$$\varphi(x) = \varphi_0 \mathrm{e}^{-\Sigma_\mathrm{t} x} \qquad [\mathrm{m}^{-2}\cdot\mathrm{s}^{-1}; \mathrm{m}^{-2}\cdot\mathrm{s}^{-1}, \mathrm{m}^{-1}, \mathrm{m}], \tag{2.25}$$

kde Σ_t je **celkový makroskopický účinný prierez** [10]. Jeho hodnota je závislá na energii neutrónov a prostredí, v ktorom sa pohybujú. Prevrátená hodnota Σ_t, je **relaxačná dĺžka** λ, čo je hrúbka látky potrebná na to, aby sa časticový príkon neutrónov e-krát zmenšil. Tabuľkové hodnoty Σ_t pre tepelné neutróny ($E = 0{,}0253\,\mathrm{eV}$, $v = 2200\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$) sú pre niektoré materiály uvedené v Tab. 2.3.

Tab. 2.3: Celkový makroskopický účinný prierez pre tepelné neutróny [21].

Tieniaci materiál	ρ [kg·m^{-3}]	Σ_t [m^{-1}]
Vzduch	1	0,03
Hliník	2 700	10,00
Olovo	11 340	37,50
Grafit	1 700	39,70
Betón	2 300	45,00
Urán	19 050	82,30
Železo	7 860	118,30
Voda	1 000	359,00
Bór	2 300	10 030,00
Kadmium	8 650	11 850,00

2.4 Detektory ionizujúceho žiarenia

Keďže vo výukovej úlohe budeme pracovať so zdrojom ionizujúceho žiarenia, je potrebná aj meracia technika na kvantifikáciu dozimetrických veličín (viď. podrobne na str. 11 a ďalej). Preto na tomto mieste uvádzame stručný prehľad najbežnejších súčasných detektorov ionizujúceho žiarenia.

Podľa princípu fungovania môžeme detektory ionizujúceho žiarenia rozdeliť približne na tieto skupiny [22]:

- plynové,
- scintilačné,
- Čerenkovove,
- polovodičové,
- kryogénne.

Princíp fungovania **plynových detektorov** spočíva vo využití kontrastu dobrých izolačných vlastností plynov za bežných fyzikálnych vlastností prostredia a narastajúcej elektrickej vodivosti pri ionizácii žiarením. Plynové detektory môžeme rozdeliť podrobnejšie na ďalšie typy detektorov, ktoré sa líšia predovšetkým veľkosťou a geometrickým rozložením elektrického poľa: ionizačné komory, proporcionálne, korónové a Geiger-Müllerove detektory [22].

Scintilačné detektory prevádzajú absorbovanú energiu ionizujúceho žiarenia na energiu fotónov do krátkovlnnej viditeľnej alebo blízkej ultrafialovej časti spektra (viď Obr. 1.1). Merané žiarenie je najprv absorbované scintilátorom, potom dochádza k vlastnému scintilačnému procesu – konverzii absorbovanej energie na energiu emitovaných scintilačných fotónov. Tieto sa potom prenesú na fotocitlivý prvok – fotokatódu fotonásobiča alebo na fotocitlivú diódu, kde sa prevedú na elektrické impulzy, ktoré sa môžu štatisticky spracovať [6]. Anorganický scintilačný detektor je využitý aj v návrhu výukovej úlohy, ktorá je súčasťou tejto práce (viď str. 37).

Detektory využívajúce jav, že nabité častice vytvárajú pri prechode prostredím s indexom lomu n rýchlosťou väčšou ako rýchlosť svetla c v tomto prostredí elektromagnetické vlny, sa nazývajú **Čerenkovove detektory**. Obsahujú dielektrikum s vysokým indexom lomu (napr. plexisklo), cez ktoré prelietajú vysokoenergetické nabité častice vytvárajúce Čerenkovovo žiarenie [22].

Nízke hodnoty lineárneho súčiniteľa zoslabenia u plynov mala za následok väčšie využitie **polovodičových detektorov**, ktoré majú mnohonásobne väčšiu hustotu, lepšie interakčné parametre a tak môžu mať aj oveľa menšie geometrické rozmery. Pri vystavení ionizujúcemu žiareniu sa u polovodičových súčiastok trvale menia voltampérové charakteristiky a tento fakt sa využíva v detekcii [19].

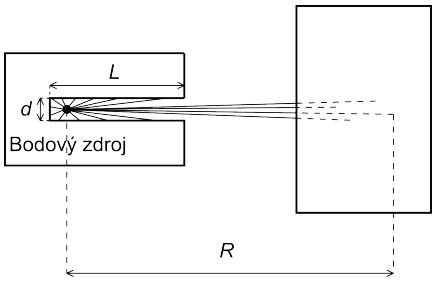
Kryogénne detektory využívajú zmenených vlastností polovodičov pri extrémne nízkych teplotách. Používajú sa napr. supravodivé tunelové diódy [22].

3 VÝPOČTOVÝ MODEL TIENENIA

V tejto časti práce bude diskutovaný matematický model tienenia ionizujúceho žiarenia; uvažované rozloženie modelovanej fyzikálnej situácie, vstupné parametre, spôsom výpočtu, počítané veličiny a v neposlednom rade zjednodušenia tohto modelu. Kód modelu napísaný pre softvér MATLAB je v celom znení uvedený v Prílohe A.

3.1 Usporiadanie problému

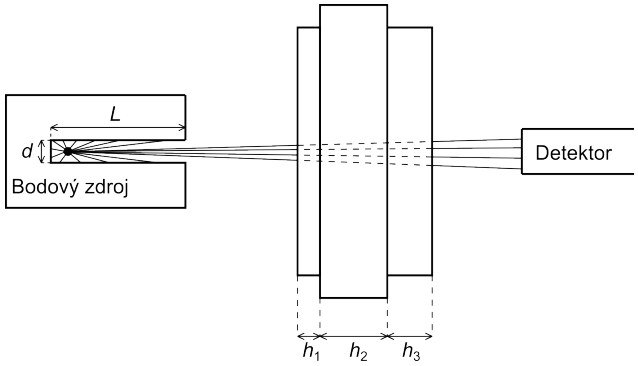
Pre výpočet žiarenia α a β je modelovaná situácia znázornená na Obr. 3.1.



Obr. 3.1: Usporiadanie modelovanej situácie pre žiarenie α a β.

Izotropný bodový zdroj ionizujúceho žiarenia s aktivitou A je obklopený dokonale pohlcujúcim tieniacim štítom, v ktorom je kruhový otvor s hĺbkou L a priemerom d. Tento je obklopený nekonečným prázdnym prostredím, v ktorom nedochádza k žiadnym ďalším reakciám. Predpokladá sa, že otvor opúšťa kolimovaný zväzok lúčov žiarenia, ktorý dopadá na tieniaci materiál, v ktorom s rôznym dosahom jednotlivých častíc postupne stráca všetku svoju kinetickú energiu a zaniká.

Situácia pre výpočet γ-žiarenia a neutrónovéh žiarenia je obdobná (viď Obr. 3.2).



Obr. 3.2: Usporiadanie modelovanej situácie pre žiarenie γ a neutrónové žiarenie.

Hlavný rozdiel je, že skúmanými veličinami sú hustota prúdu častíc I a časticový príkon neutrónov φ, pozdĺž súradnicovej premennej x, ktorá vyjadruje vzdialenosť na dráhe častíc tieniacimi látkami od vstupu do prvej vrstvy po výstup z poslednej vrstvy. Tieto vrstvy môžu byť až tri, každá z rôzneho materiálu a s rôznymi hrúbkami h_1, h_2 a h_3.

Čo sa týka geometrických rozmerov, tak v našom prípade uvažujeme $L = 6\,\mathrm{cm}$ a $d = 1{,}2\,\mathrm{cm}$. Hrúbky materiálov môžu byť prakticky ľubovoľné.

3.2 Použité žiariče

Model je schopný spočítať veličiny týkajúce sa tienenia ionizujúceho žiarenia pre 12 rôznych žiaričov, ktoré predstavujú základný prehľad zdrojov rôznych druhov ionizujúceho žiarenia. V prípade γ-žiarenia, je použitých hneď niekoľko žiaričov s rôznymi hodnotami energie fotónov γ.

V nasledovnom prehľade zosumarizujeme údaje o jednotlivých žiaričoch potrebné pre modelovanie ich tienenia.

1. Nuklid ^{241}Am sa premieňa α-premenou na ^{237}Np, pričom uvoľnené α-častice majú s 84,5%-nou pravdepodobnosťou energiu 5,486 MeV [23]:

$$^{241}_{95}\mathrm{Am} \rightarrow {}^{237}_{93}\mathrm{Np} + {}^{4}_{2}\mathrm{He}. \tag{3.1}$$

   Model počíta pre jednotlivé prostredia stredný dosah α-častíc a rozloženie lineárnej brzdnej schopnosti pre rôzne energie častice.

2. Nuklid ^{90}Sr sa premieňa β^--premenou na ^{90}Y, pričom uvoľnené β-častice majú maximálnu energiu 546 keV a 100%-ný výťažok [23]:

$$^{90}_{38}\mathrm{Sr} \rightarrow {}^{90}_{39}\mathrm{Y} + \mathrm{e}^- + \bar{\nu}_\mathrm{e}. \tag{3.2}$$

   Model počíta pre jednotlivé prostredia stredný dosah β^--častíc a rozloženie lineárnej brzdnej schopnosti pre rôzne energie častice.

3. Nuklid ^{22}Na sa premieňa β^+-premenou a následnou deexcitáciou jadra na ^{22}Ne, pričom pozitróny uvoľnené týmto procesom majú maximálnu energiu 545 keV a výťažok 90,4 % [23]:

$$^{22}_{11}\mathrm{Na} \rightarrow {}^{22}_{10}\mathrm{Ne} + \mathrm{e}^+ + \nu_\mathrm{e} + \gamma. \tag{3.3}$$

   Model počíta pre jednotlivé prostredia stredný dosah β^+-častíc a rozloženie lineárnej brzdnej schopnosti pre rôzne energie častice.

4. Nuklid ^{54}Mn sa premieňa elektrónovým záchytom na ^{54}Cr, pričom jadro následne deexcituje emisiou fotónov γ, ktoré majú vždy energiu 835 keV [23]:

$$^{54}_{25}\mathrm{Mn} + \mathrm{e}^- \rightarrow ^{54}_{24}\mathrm{Cr} + \nu_\mathrm{e} + \gamma. \tag{3.4}$$

   Model počíta pre jednotlivé prostredia hustotu toku častíc pre túto počiatočnú energiu fotónov. Aktivita žiariča v modeli je 150 kBq.
5. Nuklid ^{57}Co sa premieňa elektrónovým záchytom na ^{57}Fe, pričom jadro následne deexcituje emisiou fotónov γ, ktoré majú energie o veľkosti 122 keV (85,6 %) a 136 keV (10,7 %) [23]:

$$^{57}_{27}\mathrm{Co} + \mathrm{e}^- \rightarrow ^{57}_{26}\mathrm{Fe} + \nu_\mathrm{e} + \gamma. \tag{3.5}$$

   Model počíta pre jednotlivé prostredia hustotu toku častíc, kde fotóny nesú tieto dve počiatočné energie v uvedenom pomere. Aktivita žiariča v modeli je 150 kBq.
6. Nuklid ^{60}Co sa premieňa β^--premenou na ^{60}Ni, pričom jadro následne dvakrát deexcituje emisiou fotónov γ (viď Rov. (1.8) a (1.9)), pričom obidva majú 100%-ný výťažok a energie 1,173 a 1,333 MeV [23]:
   Model počíta pre jednotlivé prostredia hustotu toku častíc, kde žiarič emituje fotóny nesú tieto dve počiatočné energie s uvedeným výťažkom. Aktivita žiariča v modeli je 150 kBq.
7. Nuklid ^{113}Sn sa premieňa β^+-premenou na ^{113}In, pričom jadro následne deexcituje emisiou fotónov γ, ktoré majú energiu 392 keV s 64%-ným výťažkom [23]:

$$^{113}_{50}\mathrm{Sn} \rightarrow ^{113}_{49}\mathrm{In} + \mathrm{e}^+ + \nu_\mathrm{e} + \gamma. \tag{3.6}$$

   Model počíta pre jednotlivé prostredia hustotu toku častíc, kde fotóny nesú uvedenú počiatočnú energiú s daným výťažkom. Aktivita žiariča v modeli je 150 kBq.
8. Nuklid ^{137}Cs sa premieňa β^--premenou na metastabilný izomér $^{137\mathrm{m}}$Ba, ktorý s polčasom premeny 153 s následne deexcituje emisiou fotónov γ, ktoré majú energiu 662 keV s 85,1%-ným výťažkom [23]:

$$^{137}_{55}\mathrm{Cs} \rightarrow ^{137\mathrm{m}}_{56}\mathrm{Ba} + \mathrm{e}^- + \bar{\nu}_\mathrm{e}, \tag{3.7}$$

$$^{137\mathrm{m}}_{56}\mathrm{Ba} \rightarrow ^{137}_{56}\mathrm{Ba} + \gamma. \tag{3.8}$$

   Model počíta pre jednotlivé prostredia hustotu toku častíc, kde fotóny nesú uvedenú počiatočnú energiu s daným výťažkom. Aktivita žiariča v modeli je 150 kBq.

9. Nuklid ^{139}Ce sa premieňa elektrónovým záchytom na ^{139}La, pričom jadro následne deexcituje emisiou fotónov γ, ktoré majú energiu 166 keV s 80%-ným výťažkom [23]:

$$^{139}_{58}\mathrm{Ce} + \mathrm{e}^- \rightarrow {}^{139}_{57}\mathrm{La} + \nu_\mathrm{e} + \gamma. \tag{3.9}$$

   Model počíta pre jednotlivé prostredia hustotu toku častíc, kde fotóny nesú uvedenú počiatočnú energiu s daným výťažkom. Aktivita žiariča v modeli je 150 kBq.
10. Nuklid ^{109}Cd sa premieňa elektrónovým záchytom na ^{109}Ag, pričom jadro následne deexcituje emisiou fotónov γ, ktoré majú energiu 88 keV s 3,6%-ným výťažkom [23]:

$$^{109}_{48}\mathrm{Cd} + \mathrm{e}^- \rightarrow {}^{109}_{47}\mathrm{Ag} + \nu_\mathrm{e} + \gamma. \tag{3.10}$$

   Model počíta pre jednotlivé prostredia hustotu toku častíc, kde fotóny nesú uvedenú počiatočnú energiu s daným výťažkom. Aktivita žiariča v modeli je 2 MBq.
11. Nuklid ^{228}Th sa premieňa α-premenou na ^{224}Ra, pričom jadro následne deexcituje pri emisii fotónov γ s energiou 84 keV a výťažkom 1,2 % [23]:

$$^{228}_{90}\mathrm{Th} \rightarrow {}^{224}_{88}\mathrm{Ra} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} + \gamma. \tag{3.11}$$

   Model počíta pre jednotlivé prostredia hustotu toku častíc, kde fotóny nesú uvedenú počiatočnú energiu s daným výťažkom. Aktivita žiariča v modeli je 50 kBq.
12. Ako zdroj neutrónov nebol použitý žiadny konkrétny žiarič, ale bola zvolená počiatočná hodnota časticového príkonu neutrónov φ_0, ktorá je následne zoslabovaná tieniacimi vrstvami.

3.3 Použité vstupné parametre

Do modelu bolo treba vložiť okrem základných fyzikálnych konštánt, akými sú napr. klasický polomer elektrónu r_e alebo atómová hmotnostná konštanta m_u, aj niekoľko vektorov (resp. matíc) s konštantami, závislými od použitého žiariča a použitého materiálu tienenia. Konkrétne ide o počiatočnú hustotu toku častíc A pre jednotlivé žiariče; hodnoty výťažkov Y pre uvažované produkty premien (definované ako pomer premien ukončených daným produktom a celkového počtu premien); hustotu ρ, atómové číslo Z a relatívnu atómovú (príp. molekulovú) hmotnosť pre každý materiál; a hodnoty počiatočnej kinetickej energie E pre jednotlivé produkty premien. Ďalšou je matica hmotnostných súčiniteľov zoslabenia μ_m pre všetky produkty premien

každého žiariča a pre každý materiál. Pre potreby výpočtu tienenia neutrónového žiarenia je vložený ešte vektor celkových makroskopických účinných prierezov Σ_t pre jednotlivé materiály.

Model dáva možnosť použiť šesť rôznych tieniacich materiálov: vzduch, voda, hliník, železo, olovo a urán. Jednoduchým spôsobom sa dajú pridať ďalšie.

Dáta pre μ_m sú z Obr. 2.11 a [13]. Hodnoty Σ_t z [10]. Veľkosti základných fyzikálnych konštánt sú prebrané z [24].

3.4 Výpočtová časť modelu

Postup výpočtu a veličiny, ktoré model počíta, sa líšia podľa toho, či je použitý zdroj α, β, γ alebo neutrónového žiarenia. V tejto časti uvedieme postupnosť krokov, pomocou ktorých dospieva model k svojim výsledkom.

V prípade častíc α model vypočíta a vypíše ich stredný dosah v danom látkovom prostredí, podľa Rov. (2.14) a Rov. (2.15).

U častíc α a β je v prvom rade simulovaná závislosť lineárnej brzdnej schopnosti daného materiálu pre kinetické energie častíc v rozmedzí od nulovej až po maximálnu dosiahnuteľnú pri danom žiariči. Pre α-častice sa pri tom využíva Rov. (2.16) a pri β-časticiach Rov. (2.18).

Vo výpočtovej časti prislúchajúcej γ-žiareniu a neutrónom, je ako prvé nutné zo zadanýchh hodnôt aktivity získať počiatočnú hodnotu hustoty prúdu častíc I_0 pre prípad γ-častíc, resp. časticový príkon φ_0 pre prípad neutrónového žiarenia. U častíc γ je navyše potrebné v niektorých prípadoch uvažovať s dvomi produktami premeny, pričom každý má inú energiu E a výťažok Y. S touto skutočnosťou sa model vysporiadava počítaním $I(x)$ zvlášť pre každý produkt, pričom celková hodnota I vynesená do grafu je vytvorená súčtom oboch zložiek.

Model má prednastavené hodnoty aktivity pre jednotlivé žiariče, ale umožňuje užívateľovi nastavenie zmeniť na ľubovoľnú hodnotu.

Pre izotropný bodový zdroj žiarenia s aktivitou A, ktorý predpokladáme v našom modeli, umiestnený v dokonale tieniacom štíte, s hĺbkou otvoru L a priemerom otvoru d, je hustota prúdu častíc I produktu premeny s výťažkom Y, ktorý sa dostane von z otvoru, určený (podľa [16]) približne vzťahom

$$I = \frac{AY\Omega}{\pi^2 d^2} \qquad [-; \mathrm{Bq}, -, \mathrm{sr}, \mathrm{m}], \tag{3.12}$$

kde Ω je priestorový uhol, pre ktorý v našom prípade platí nasledovné:

$$\Omega = 2\pi \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{d^2}{4L^2}}}\right) \qquad [\mathrm{sr}; \mathrm{cm}, \mathrm{cm}]. \tag{3.13}$$

Časticový príkon neutrónov φ na výstupe zo štítu žiariča počíta model tým istým spôsobom. Tieto hodnoty su brané ako počiatočné hodnoty I_0, resp. φ_0.

Spôsob výpočtu pre tienenie fotónov γ sa potom vyznačuje možnosťou voľby výpočtu so započítaním opravných činiteľov B alebo bez nich. Prvá možnosť je uvedená pre možnosť porovnania. Hodnota opravného činiteľa B je nastavená podľa materiálu danej tieniacej vrstvy na 1,2μx pre vzduch, vodu, hliník a železo; 0,5μx pre olovo a 0,2μx pre urán. Pri užívateľskej voľbe nepočítať s opravným činiteľom B je jeho hodnota nastavená na 1, a nemá teda na výsledky žiadny vplyv.

Výpočet funkčnej závislosti hodnôt I na vzdialenosti x prejdenej tieniacou látkou je v súlade s Rov. (2.24) nasledovný:

$$I(x) = I_0 B_1 \mathrm{e}^{-\mu_{\mathrm{m}1}\rho_1 x}, \tag{3.14}$$

$$I(x) = \left(I_0 B_1 \mathrm{e}^{-\mu_{\mathrm{m}1}\rho_1 h_1}\right) B_2 \mathrm{e}^{-\mu_{\mathrm{m}2}\rho_2 x}, \tag{3.15}$$

$$I(x) = \left[\left(I_0 B_1 \mathrm{e}^{-\mu_{\mathrm{m}1}\rho_1 h_1}\right) B_2 \mathrm{e}^{-\mu_{\mathrm{m}2}\rho_2 h_2}\right] B_3 \mathrm{e}^{-\mu_{\mathrm{m}3}\rho_3 x}, \tag{3.16}$$

pre $x \in \langle 0; h_1\rangle$ v Rov. (3.14), $x \in \langle h_1; h_2\rangle$ v Rov. (3.15) a $x \in \langle h_2; h_3\rangle$ v Rov. (3.16). Číselné indexy naznačujú poradie tieniacej vrstvy, ktorej daná konštanta prináleží, napr. $\mu_{\mathrm{m}1}$ a ρ_1 sú parametre prvej vrstvy atď.

Pri žiarení neutrónov sa pre výpočet φ pozdĺž nezávislej premennej x reprezentujúcej dĺžku dráhy prejdenej tieniacim materiálom používa Rov. (2.25) v podobe

$$\varphi(x) = \varphi_0 \mathrm{e}^{-\Sigma_{\mathrm{t}1} x}, \tag{3.17}$$

$$\varphi(x) = \left(\varphi_0 \mathrm{e}^{-\Sigma_{\mathrm{t}1} h_1}\right) \mathrm{e}^{-\Sigma_{\mathrm{t}2} x}, \tag{3.18}$$

$$\varphi(x) = \left[\left(\varphi_0 \mathrm{e}^{-\Sigma_{\mathrm{t}1} h_1}\right) \mathrm{e}^{-\Sigma_{\mathrm{t}2} h_2}\right] \mathrm{e}^{-\Sigma_{\mathrm{t}3} x}, \tag{3.19}$$

pre $x \in \langle 0; h_1\rangle$ v Rov. (3.17), $x \in \langle h_1; h_2\rangle$ v Rov. (3.18) a $x \in \langle h_2; h_3\rangle$ v Rov. (3.19). Číselné indexy opäť naznačujú poradie tieniacej vrstvy, ktorej Σ_{t} patrí.

Na konci výpočtu model vykreslí grafy aj s označením osí a vypíše hustotu prúdu častíc I za tienením v prípade použitia γ-žiariča, alebo časticový príkon φ za tienením v prípade zdroja neutrónového žiarenia.

3.5 Zjednodušenia modelu

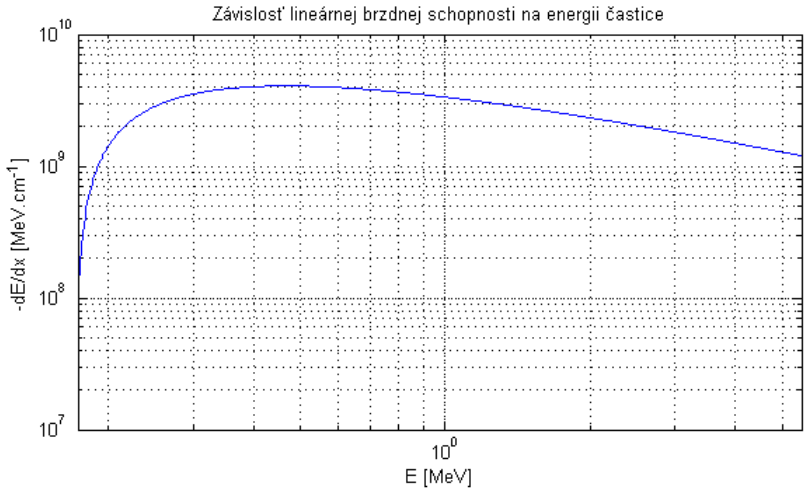
Kvôli zväčšeniu názornosti a prehľadnosti, a zmenšeniu zložitosti modelu, bolo potrebné zaviesť veľké množstvo zjednodušujúcich predpokladov, ktoré odchyľujú namodelované výstupy od dát, ktoré by sa dali získať v reálnom experimente. Uvádzame niektoré z nich:

1. Model uvažuje po opustení otvoru dokonale kolimované zväzky lúčov žiarenia. Takáto kolimácia je samozrejme v praxi ťažko dosiahnuteľná.

2. Výpočet predpokladá izotropné, homogénne prostredie tieniacich látok a taktiež nekonečne veľké, prázdne (vákuum) okolité prostredie, čo umožňuje zanedbať napr. odrazivosť povrchu alebo prirodzenú rádioaktivitu, ktorá by ovplyvňovala reálne namerané hodnoty.
3. Pri tienení γ-žiarenia pomocou viacerých materiálových vrstiev sa používajú opravné činitele B, ktoré však platia presne len pre jednu vrstvu materiálu. Hodnoty opravných činiteľov pre ďalšie vrstvy by pre väčšiu presnosť museli započítať vplyv susedných vrstiev.
4. Použitá metóda výpočtu opravných činiteľov je zjednodušená. Pri použití olova a uránu ako tieniaceho materiálu je nepresnosť najväčšia.
5. Pri každom type žiarenia sa modeluje tienenie len tohto jedného typu žiarenia a len pôvodného zväzku častíc (s výnimkou γ-žiarenia, kde je použitý opravný činiteľ, ktorý sa snaži brať do úvahy aj γ-žiarenie, ktoré pochádza z rozptýlených fotónov a nie len z pôvodného kolimovaného zväzku) a nehľadí sa na vedľajšie produkty premien, ktoré spôsobujú sekundárnu ionizáciu a v skutočnosti by tak ovplyvňovali hodnoty modelovaných veličín.
6. Premeny všetkých žiaričov sú v skutočnosti omnoho komplexnejšie, než bolo uvedené. Produktov premien s rôznymi energiami a výťažkami je u mnohých žiaričov oveľa viac. Pre jednoduchosť rátame len s jedným alebo dvoma najvýznamnejšími (majú najväčšie energie a výťažky).
7. Žiarenie β má spojité spektrum energií, model však počíta len s najhorším prípadom, keď všetky častice majú maximálnu možnú kinetickú energiu.
8. Radiačné straty S_{rad} sú pri tienení β-žiarenia zanedbané. Podľa Rov. (2.21) sú pre dané energie zanedbateľné v porovnaní s ionizačnými stratami S_{ion}.
9. Pri tienení neutrónoveho žiarenia sa zanedbáva hromadenie neutrónov v nietorých vrstvách tieniaceho materiálu.
10. Tri žiariče – ^{241}Am, ^{90}Sr a ^{22}Na – sú zaliate v sľude s hrúbkou 50 µm. Keďže hodnoty μ_{m} pre sľudu nie sú uvedené v tabuľkách, čo najvernejšiu simuláciu jej vlastností sa dá spraviť pomocou iného materiálu, ktorého μ_{m} máme k dispozícii. Minerály patriace medzi sľudy majú objemové hustoty v rozmedzí 2600 až 3200 $\mathrm{kg \cdot m^{-3}}$ [24], dá sa teda využiť hliník ($\rho = 2700\,\mathrm{kg \cdot m^{-3}}$). Do modelovania procesov, v ktorých figurujú uvedené žiariče však táto vrstva sľudy pre zjednodušenie algoritmu započítaná nebola.
11. Model nezohľadňuje atmosférické podmienky, ktoré ovplyvňujú prípadné tienenie žiarenia vzduchom, ale aj ostatných materiálov. Hovoríme predovšetkým o tlaku vzduchu, jeho teplote, ale hlavne o jeho vlhkosti. Výsledky teda zodpovedajú najlepšie podmienkam, pri ktorých boli zmerané použité konštanty, teda väčšinou vzduch s teplotou 15 °C a atmosféricky tlak.

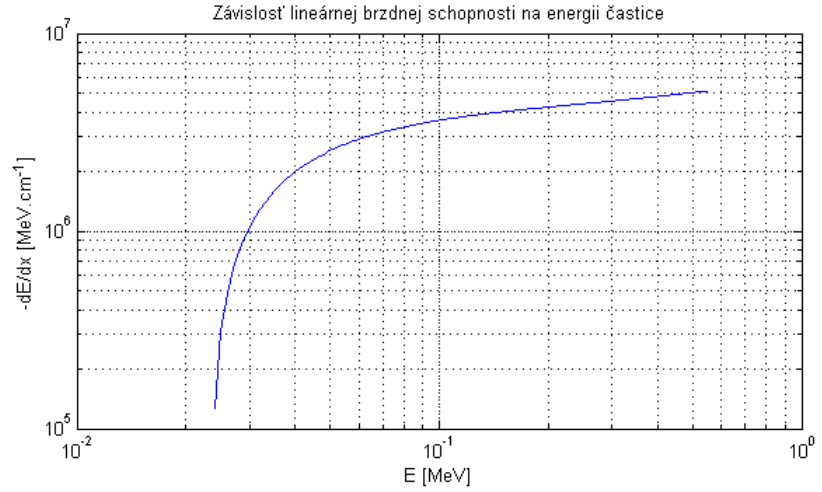
3.6 Výsledky modelu

Na ukážku funkčnosti uvedieme niekoľko vypočítaných závislostí aj s komentárom.



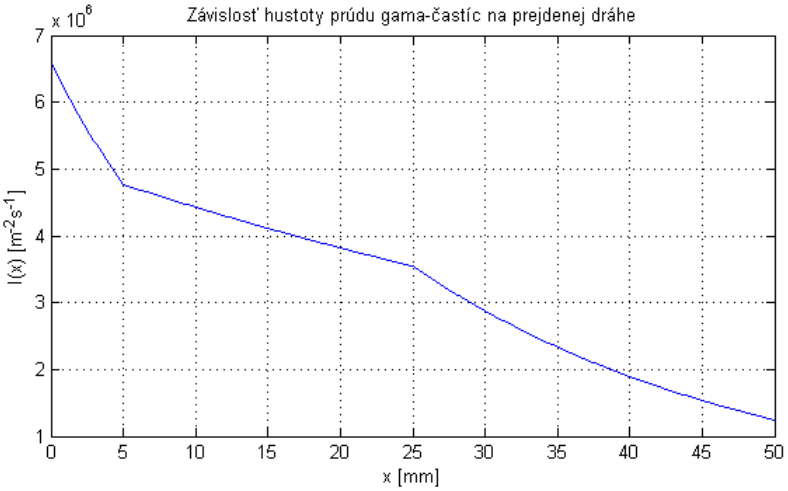
Obr. 3.3: Závislosť lineárnej brzdnej schopnosti vody na kinetickej energii α-častíc pochádzajúcich z premeny ^{241}Am.

Na Obr. 3.3 možno vidieť na grafe závislosti $S = S(E)$ pre α-častice dve oblasti; v jednej je funkcia rastúca, v druhej klesajúca. Prvá je výsledkom nepresnosti Betheho vzťahu pre oblasti nízkych energií. Druhá zodpovedá vernejšie realite, kedy platí, že čím rýchlejšie sa častica pohybuje, tým menším ionizačným stratám na jednotku vzdialenosti je vystavená.

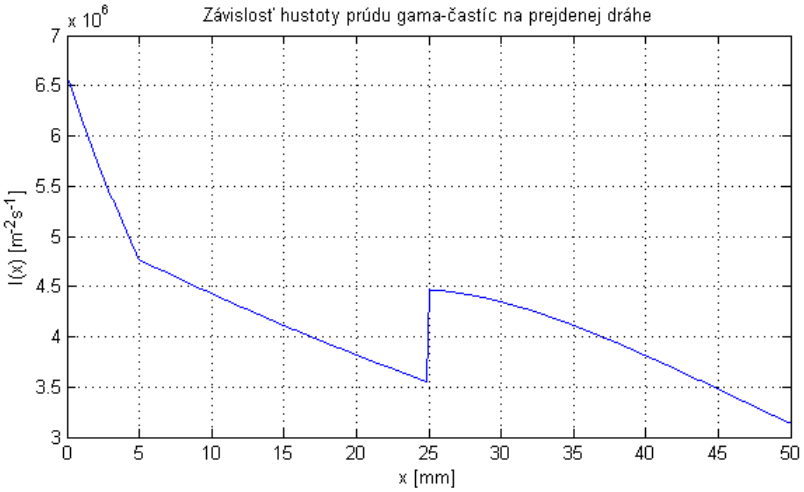


Obr. 3.4: Závislosť lineárnej brzdnej schopnosti olova na kinetickej energii β^--častíc pochádzajúcich z premeny ^{90}Sr.

Závislosť zobrazená na Obr. 3.4 ukazuje, že pri tienení elektrónov olovom je situácia odlišná v tom, že s rastúcimi kinetickými energiami straty energie na jednotku vzdialenosti taktiež rastú. Výsledky z modelu ukazujú, že rastúci charakter tejto závislosti je zachovaný aj pri ostatných tieniacich materiáloch.



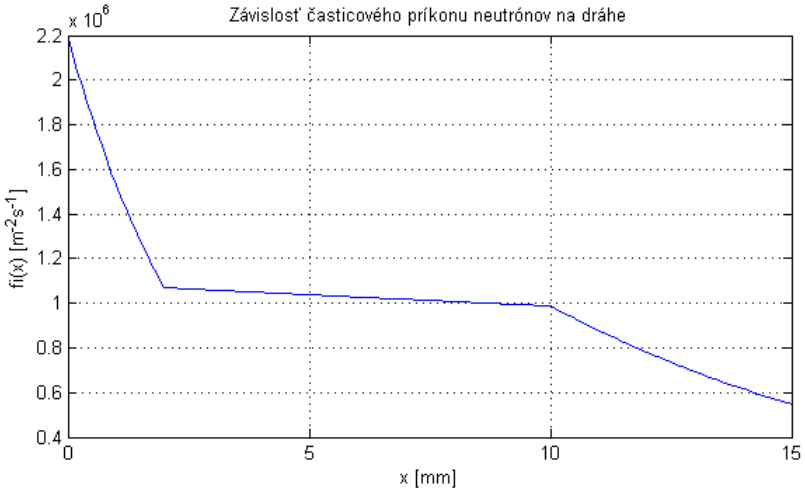
Obr. 3.5: Závislosť hustoty prúdu častíc I na hĺbke prieniku do tieniacich materiálov x nepočítajúca s opravným činiteľom B, pre hlavné produkty premeny ^{60}Co.



Obr. 3.6: Závislosť hustoty prúdu častíc I na hĺbke prieniku do tieniacich materiálov x počítajúca s opravným činiteľom B, pre hlavné produkty premeny ^{60}Co.

Dve vypočítane závislosti (Obr. 3.5 a Obr. 3.6) zachytávajúce tienenie γ-žiarenia popisujú správanie sa hustoty prúdu častíc I pre dráhu x prejdenú od vstupu žiarenia do tieniaceho materiálu po výstup z neho. Na obidvoch závislostiach vidno tieniace

schopnosti použitých materiálov – olova, ktoré tvorí materiál tienenia od miesta vstupu fotónov, do hĺbky 5 mm; hliníka, siahajúceho od hĺbky 5 mm do 25 mm; a železa, umiestneného v hĺbke 25 až 50 mm. V tienení γ-žiarenia daných energií (polovica vstupujúcich častíc má energiu 1,173 MeV, druhá polovica 1,333 MeV) vyniká spomedzi použitých materiálov olovo (krivka má najprudší spád), najmenej tieni hliník (krivka má najpozvoľnejší pokles). To je vysvetliteľné tým, že olovo má najväčší lineárny súčiniteľ zoslabenia μ pre fotóny daných energií, pričom μ hliníka pre tieto energie je, naopak, najmenšie. Z druhej závislosti je zrejmé, že pri použití opravného činiteľa B pri výpočtoch klesne hustota prúdu častíc pri použití hrubších vrstiev tieniaceho materiálu oveľa menej, len na $3{,}1{\cdot}10^6\,\mathrm{m^{-2}{\cdot}s^{-1}}$. Bez použitia opravného činiteľa klesla až na $1{,}2{\cdot}10^6\,\mathrm{m^{-2}{\cdot}s^{-1}}$. V druhej charakteristike možno pre úsek okolo $x = 25$ mm vidieť výrazný nárasť I. Ten súvisí s veľkou hodnotou B pre železo, ktorého vrstva v tomto mieste začína. Vzhľadom na to, že výpočet hodnôt B je pre účely modelu zjednodušený, je možné, že tento nárast je spôsobený nepresnosťou modelu a nezodpovedá úplne verne fyzikálnej realite.



Obr. 3.7: Závislosť častícového príkonu neutrónov φ na hĺbke prieniku do tieniacich materiálov x.

Poslednou ukážkou je Obr. 3.7, z ktorého sú zjavné niektoré skutočnosti o tienení neutrónov. V prvom úseku, od 0 do 2 mm, kde je tok neutrónov tienený vodou, je pokles intenzity zďaleka najprudší. V strednom úseku (2 až 10 mm) sa tieni hliníkom a zoslabenie je tam len nepatrné. V poslednom úseku (10 až 15 mm) je použité železo, ktoré tieni dobre, ale o niečo horšie ako voda. Tieto skutočnosti sú v súlade s hodnotami Σ_t daných materiálov. Z tejto charakteristiky je čiastočne jasné, prečo je ťažký betón (betón s väčším obsahom vody a železa) dobrým tieniacim materiálom.

4 NÁVRH VÝUKOVEJ ÚLOHY

Navrhnutá laboratórna úloha obsahuje dve zadania. Podstatou prvého je skúmanie poklesu intenzity ionizujúceho žiarenia s narastujúcou vzdialenosťou, ktoré treba brať v reálnych prípadoch (keď zväzky lúčov žiarenia nie sú rovnobežné a zdroj emituje žiarenie všetkými smermi) do úvahy. Pri druhom ide o základné zoznámenie sa s tienením γ-žiarenia. Kompletné zadanie laboratórnej úlohy je súčasťou Prílohy B.

V teoretickej časti úlohy sú stručne a zjednodušene zhrnuté niektoré základné fakty o ionizujúcom žiarení, spomenuté v predchádzajúcich častiach práce.

Súčasťou zadania úloh je využitie výpočtovej techniky pre prácu s grafmi. Pre prvé zadanie, kde je z matematického hľadiska fyzikálnou podstatou mocninová závislosť, sa odporúča logaritmický graf. Pre druhé, kde ide o exponenciálnu závislosť, zase semilogaritmický. Na tomto mieste uvádzame zdôvodnenie tejto voľby.

Mocninová funkčná závislosť má všeobecný predpis

$$y = ax^b. \tag{4.1}$$

Po zlogaritmovaní rovnice dostávame

$$\log y = \log a + b \log x. \tag{4.2}$$

Po substitúcii $Y = \log y$, $A = \log a$ a $X = \log x$ konečne dostávame

$$Y = A + bX, \tag{4.3}$$

čo je rovnica priamky so smernicou b. Exponent b z pôvodnej rovnice je teda smernicou priamky v logaritmickom grafe, čo je analogický prípad k prvému zadaniu z navrhnutej úlohy.

Podobnou úvahou postupujeme aj u exponenciálnej funkčnej závislosť. Tá má všeobecný predpis

$$y = a\mathrm{e}^{bx}. \tag{4.4}$$

Po zlogaritmovaní rovnice dostávame

$$\ln y = \ln a + bx. \tag{4.5}$$

Po substitúcii $Y = \ln y$, $A = \ln a$ a $X = x$ konečne dostávame

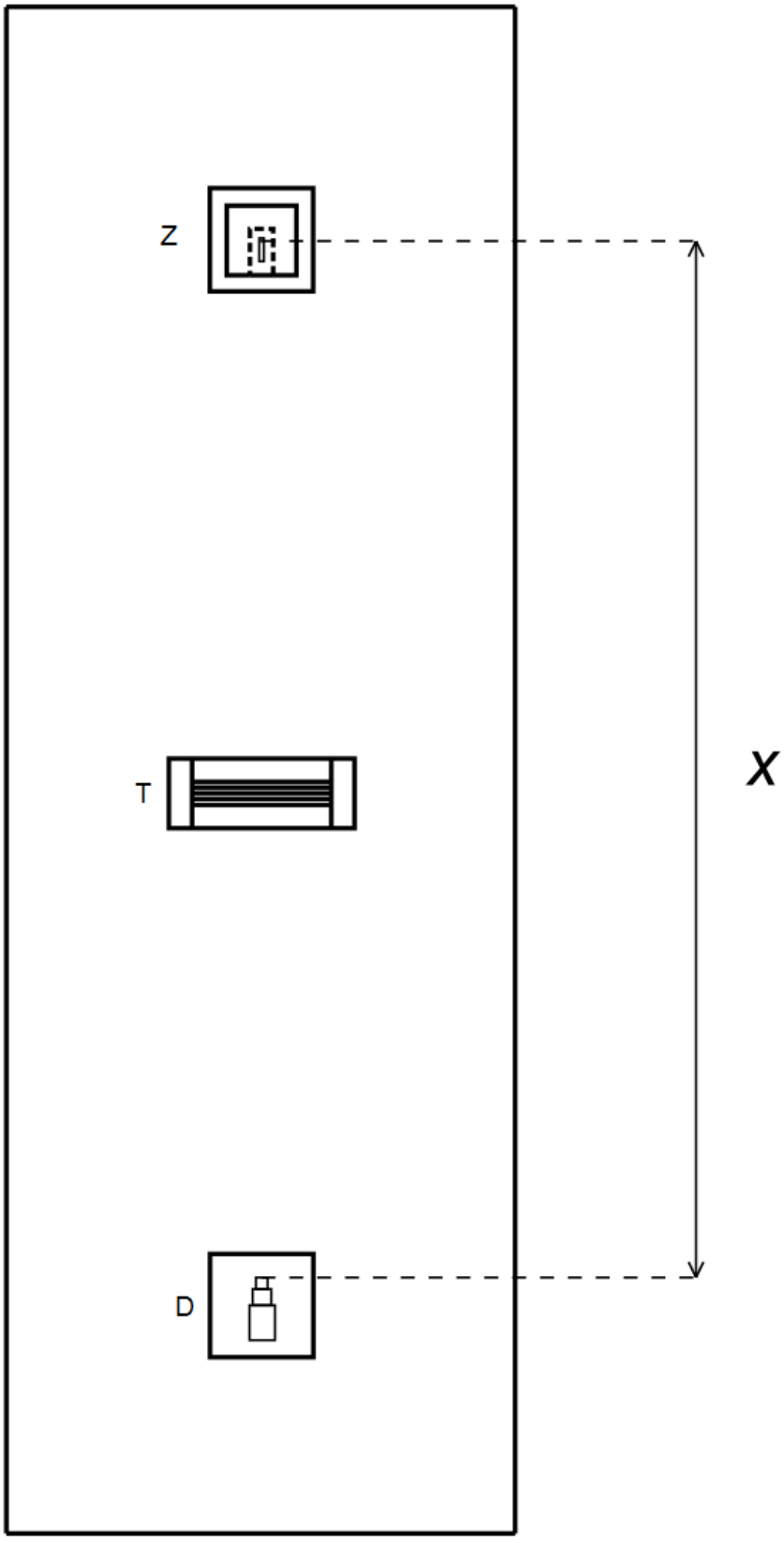
$$Y = A + bX, \tag{4.6}$$

čo je opäť rovnica priamky so smernicou b. Koeficient b, ktorý vystupoval spolu s premennou x v exponente pôvodnej rovnice, je teda smernicou priamky v semilogaritmickom grafe, čo je analogický prípad k druhému zadaniu z navrhnutej úlohy.

Pre účely načrtnutia základnej dispozičnej schémy pracoviska v zadaní úlohy musel byť vybraný konkrétny detektor ionizujúceho žiarenia. Ako detektor vhodný pre meranie žiarenia γ bol vybraný anorganický scintilačný detektor typu LABR-1X1 od firmy ORTEC [25]. Obsahuje scintilačný kryštál $LaBr_3(Ce)$ (bromid lantanitý obohatený cérom) o veľkosti 1 palec na 1 palec. Tento detektor má lepšie energiové rozlíšenie ako scintilačný detektor s kryštálom NaI(Tl) (jodid sodný s prímesou tália), ale zároveň je lacnejší ako polovodičový detektor HPGe s germániom s vysokou čistotou [22]. Javí sa teda ako vhodný pre dané podmienky školskej výuky.

Schéma dispozičného usporiadania merania je na Obr. 4.1. Pracovný stôl je dlhý 330 cm a široký 110 cm, podstavec s tieniacimi vrstvami (T) je široký 40 cm. Žiarič s ^{137}Cs (na schéme Z) je uložený vo valcovom puzdre typu EG 2, ktoré je dlhé 60 mm a má priemer 12 mm [26]. Je obklopený olovenými plátmi. Scintilačný detektor (D) má podľa materiálov výrobcu ([25]) dĺžku krytu detekčnej časti 26,1 mm, celkovú dĺžku 143 mm, vonkajší priemer základne 57 mm, vonkajší priemer fotonásobiča 44,5 mm a vonkajší priemer krytu detektora 30,4 mm. Všetky uvedené rozmery sú zohľadnené v schéme.

Úloha ponúka pomerne veľký priestor pre vyučujúceho na doplnkový výklad o vzniku ionizujúceho žiarenia (napr. na príklade v úlohe použitého ^{137}Cs, ktoré sa premieňa β^--premenou) a širokej problematike tienenia ionizujúceho žiarenia. V prípade dostatočného časového priestoru a záujmu študentov je tiež možné preskúmať podrobnejšie schopnosti použitého detektora, ktoré použitými zadaniami nie sú ani zďaleka vyčerpané.



Obr. 4.1: Usporiadanie pracovného stola pre výukovú úlohu.

ZÁVER

V súlade so zadaním boli v 1. a 2. kapitole tejto práce uvedené základné teoretické a praktické poznatky zoznamujúce s ionizujúcim žiarením, jeho interakciami s látkovým prostredím a možnosťami jeho tienenia, a to na úrovni vhodnej pre študentov elektroenergetiky s hlbším zaujmom o danú látku. Tieto boli v 3. kapitole doplnené základným výpočtovým modelom popisujúcim tienenie ionizujúceho žiarenia, ktorý, spolu s demonštračnou výukovou úlohou navrhnutou v 4. kapitole, ponúka priamy kontakt s danou problematikou v kontexte riešenia reálnych problémov spojených so simuláciou fyzikálnych procesov štatistického charakteru.

Jedným z hlavných výstupov práce je vytvorenie matematického modelu pre softvérové prostredie MATLAB, ktorý simuluje procesy prebiehajúce pri tienení ionizujúceho žiarenia. Model umožňuje výber spomedzi dvanástich rôznych žiaričov, pre ktoré analyzuje ich tienenie vrstvami zo šiestich rôznych materiálov.

Pre žiarenie α a β model počíta závislosť lineárnej brzdnej schopnosti na energii častíc v rôznych prostrediach. Pre častice α naviac počíta stredný dosah v danej látke. Pre γ-žiarenie model simuluje priebeh veľkosti hustoty prúdu častíc v závislost na dĺžke dráhy, ktorú zväzok prešiel tieniacimi materiálmi. Ponúka aj možnosť spresnenia výpočtu použitím korekčného činiteľa. Pre neutrónové žiarenie analogicky počíta a graficky zobrazí priebeh časticového príkonu neutrónov.

Súčasťou navrhnutej laboratórnej úlohy sú dve zadania. Prvé utvrdzuje v študentoch poznatok o klesaní intenzity ionizujúceho žiarenia so štvorcom vzdialenosti, čo je základný fakt, na ktorý pri jeho tienení treba pamätať. Druhé zadanie je už priamym stretnutím sa s tienením ionizujúceho žiarenia, kde sa skúma, nakoľko je priebeh intenzity γ-žiarenia verný predpokladanému exponenciálnemu poklesu po dráhe prejdenej tieniacim materiálom. V tomto zadaní je tiež demonštratívne predvedené, aké sú tieniace schopnosti jednotlivých materiálov v porovnaní medzi sebou.

Ná činnosť vykonanú pri vypracovaní tejto práce sa dá nadviazať niekoľkými spôsobmi. Za všetky spomeňme aspoň dva.

Po prvé, vylepšením prezentovaného výpočtového modelu tienenia. Ako je na príslušnom mieste práce (str. 32) uvedené, model je spracovaný pri uvažovaní veľkého množstva zjednodušení (napr. uvažovanie bodového žiariča a nie napr. lineárneho alebo plošného; úplné zanedbanie röntgenového žiarenia; nepresné hodnoty opravných činiteľov a. i.), ktoré môže sofistikovanejší model vziať do úvahy a dosiahnuté výsledky tak spresniť. Okrem toho sa môžu pridať ďalšie tieniace materiály a žiariče.

Druhým možným nadviazaním na túto prácu je návrh ďalších úloh, ktoré sa dajú použiť v rámci laboratórnej výuky v Dielni ionizujúceho žiarenia na ÚEEN FEKT. Medzi rozumné možnosti patrí napr. meranie energetických spektier rôznych žiaričov alebo meranie výťažkov jednotlivých produktov premien u daného žiariča.

LITERATÚRA

[1] Thackray, A. *John Dalton: Critical Assessments of His Life and Science.* Cambridge: Harvard University Press, 1972. ISBN 0-674-47525-9.

[2] Davis, E. A., Falconer, I. *J.J. Thomson and the Discovery of the Electron.* Boca Raton: CRC Press, 1997. ISBN 978-0-7484-0696-8.

[3] Thomson, J. J. On the Structure of the Atom: an Investigation of the Stability and Periods of Oscillation of a number of Corpuscles arranged at equal intervals around the Circumference of a Circle; with Application of the Results to the Theory of Atomic Structure. *Philosophical Magazine.* 1904, Series 6, Volume 7, Number 39, pp 237–265.

[4] Halliday, D., Resnick, R., Walker, J. *Fyzika: Vysokoškolská učebnice obecné fyziky.* Brno: VUTIUM, 2000. ISBN 80-214-1869-9.

[5] Račekk, J. *Jaderná zařízení.* Brno: NOVPRESS, 2009. ISBN 978-80214-3961-0.

[6] Shapiro, J. *Radiation Protection: A Guide for Scientists, Regulators and Physicians.* Cambridge: Harvard University Press, 2002. ISBN 978-0-674-00740-6.

[7] Vanovič, J. *Všeobecná fyzika 4. Atómová fyzika.* Bratislava: Alfa, 1980.

[8] Mayer-Kuckuk, T. *Fyzika atomového jádra.* Praha: SNTL, 1979.

[9] Vanden Bout, D., LaBrake, C., McCord, P. *Nuclear Decay/Chemistry 302* [online]. 2012, posledná aktualizácia 1. 9. 2012 [cit. 31. 12. 2012]. Dostupné z URL: <`http://ch302.cm.utexas.edu/?module=nuclear-decay`>.

[10] Lamarsh, J. R., Baratta, A. J. *Introduction to Nuclear Engineering.* Upper Saddle River: Prentice-Hall, 2001. ISBN 0-201-82498-1.

[11] Švec, J. *Radioaktivita a ionizující záření.* Ostrava: Sdružení požárního a bezpečnostního inženýrství v Ostravě, 2005. ISBN 80-86634-62-0.

[12] Navrátil, L., Rosina, J. a kol. *Medicínská biofyzika.* Praha: GRADA Publishing, 2005. ISBN 80-247-1152-4.

[13] Shultis, J. K., Faw, R. E. *Radiation Shielding.* La Grande Park:American Nuclear Society, 2000. ISBN 0-89448-456-6.

[14] Osborne-Lee, I. W., Alexander, C. W. *Californium-252: A Remarkable Versatile Radioisotope..* Oak Ridge: Oak Ridge National Laboratory, 1995.

[15] Cacuci, D. G. a kol. *Handbook of Nuclear Engineering*. New York: Springer, 2010. ISBN 978-0-387-98150-5.

[16] Šeda, J. a kol. *Dozimetrie ionizujícího záření*. Praha: SNTL, 1983.

[17] SÚJB. Vyhláška Státního úřadu pro jadernou bezpečnost č. 307/2002 Sb. o radiační ochraně Dostupné z URL: <http://portal.gov.cz/app/zakony/download?idBiblio=53646&nr=307~2F2002~20Sb.&ft=pdf>.

[18] ICRP. The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection. *Annals of the ICRP*. 2007, ICRP Publication 103, 37 (2-4). ISBN 978-0-7020-3048-2.

[19] Knoll, G. F. *Radiation Detection and Measurement*. New York: Wiley, 2000. ISBN 978-047-1073-383.

[20] Cattin, P. *Basics of X-ray: Compton Effect* [online]. 2011, posledná aktualizácia 7. 11. 2011 [cit. 31. 12. 2012]. Dostupné z URL: <http://miac.unibas.ch/PMI/01-BasicsOfXray.html>.

[21] Reuss, P. *Neutron Physics*. Les Ulis: EDP Sciences, 2008. ISBN 978-2-7598-0041-4.

[22] Gerndt, J., Průša, P. *Detektory ionizujícího záření*. Praha: Česká technika, 2011. ISBN 978-80-01-04710-1.

[23] Firestone, R. B., Ekström, L. P. *WWW Table of Radioactive Isotopes* [online]. 2004, posledná aktualizácia január 2004 [cit. 23. 5. 2013]. Dostupné z URL: <http://ie.lbl.gov/toi/index.asp>.

[24] Mikulčák, J. a kol. *Matematické, fyzikálne a chemické tabuľky pre stredné školy*. Bratislava: SPN, 1989. ISBN 80-08-00050-3.

[25] ORTEC. *Lanthanum Bromide Scintillation Detectors* [online]. Oak Ridge: ORTEC, 2013 [cit. 24. 5. 2013]. Dostupné z URL: <http://www.ortec-online.com/download/Lanthanum-Bromide-Scintillation-Detectors.pdf>.

[26] ČMI. *Etalony typu EG* [online]. 2012, posledná aktualizácia 25. 3. 2012 [cit. 26. 5. 2013]. Dostupné z URL: <http://www.cmi.cz/index.php?lang=1&wdc=214>.

ZOZNAM PRÍLOH

A Kód modelu tienenia **44**

B Zadanie výukovej úlohy **51**

A KÓD MODELU TIENENIA

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%              NASTAVENIE VSTUPNYCH PARAMETROV MODELU              %%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
clear all; %vymazanie predchadzajucich hodnot premennych
%VYBER ZIARICA%
ziaric=1; %vyber od 1 do 12, podla nasledujuceho zoznamu:
%pouzity ziaric         (prednastavena aktivita; kineticka energia)
%alfa    : 1=Am-241     (A=150 kBq; E_k1=5,486 MeV)
%beta-   : 2=Sr-90      (A=150 kBq; E_k1=0,546 MeV)
%beta+   : 3=Na-22      (A=150 kBq; E_k1=0,545 MeV)
%gama    : 4=Mn-54      (A=150 kBq; E_k1=0,835 MeV)
%gama    : 5=Co-57      (A=150 kBq; E_k1=0,122 MeV, E_k2=0,136 MeV)
%gama    : 6=Co-60      (A=150 kBq; E_k1=1,173 Mev, E_k2=1,333 MeV)
%gama    : 7=Sn-113     (A=150 kBq; E_k1=0,392 MeV)
%gama    : 8=Cs-137     (A=150 kBq; E_k1=0,662 MeV)
%gama    : 9=Ce-139     (A=150 kBq; E_k1=0,166 MeV)
%gama    :10=Cd-109     (A=  2 MBq; E_k1=0,088 MeV)
%gama    :11=Th-228     (A= 50 kBq; E_k1=0,084 MeV)
%neutrony:12=neutrony   (A=100 kBq; E_k1=2,53e-8 MeV)

%VOLBA AKTIVITY VYBRANEHO ZIARICA%
aktivita=0;%[Bq]; ak nechcete zmenit povodne nastavenie, nechajte "0"

%NASTAVENIE MATERIALU TIENENIA ZIARENIA ALFA A BETA%
mat_ab=5; %1=vzduch, 2=voda, 3=Al, 4=Fe, 5=Pb, 6=U

%NASTAVERNIE MATERIALU TIENIACICH VRSTIEV PRE GAMA A NEUTRONY%
mat_1=1;   %pre kazdu z troch vrstiev lubovolny vyber od 1-6
mat_2=2;   %1=vzduch, 2=voda, 3=Al, 4=Fe, 5=Pb, 6=U
mat_3=3;

%NASTAVERNIE HRUBKY TIENIACICH VRSTIEV PRE GAMA A NEUTRONY%
hrubka_1=10;   %[mm]
hrubka_2=10;   %[mm]
hrubka_3=10;   %[mm]

%VOLBA POUZITIA OPRAVNEHO CINITELA PRE TIENENIE GAMA%
```

```
opr=0; %0=bez opravneho cinitela B, 1=pouzije sa opravny cinitel B
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%                                KOD VYPOCTU                                %%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
format long; % zobrazovanie vacsieho poctu desatinnych cisiel
%URCENIE KONSTANT%
mc2=[3727.379 0.511 0.511]; %kludova hmotnost pre alfa/beta [MeV]
z=2; %pocet elementarnych nabojov alfa-castice
r_e=2.8719403e-13;   %klasicky polomer elektronu [cm]
eln=1.602176487e-19; %elementarny naboj [C]
Z=[14.4 10 13 26 82 92]; %efekt. hodnoty atomoveho cisla materialov
A_r=[28.96 18.015 26.982 55.847 207.19 238.03]; %rel. atom. hmotnost
E_k=[5.486 0.546 0.545 0.835 0.122 1.173 0.392 0.662 .166 .088 .084;
     0.000 0.000 0.000 0.000 0.136 1.333 0.000 0.000 .000 .000 .000];
%matica energii castic ziaricov alfa, beta a gama
hustota=[1.205e-3 1 2.699 7.86 11.34 19.05];
%vektor hustot [g.cm^-3]
Y=[0.845 1 0.904 1 0.856 1 0.64 0.851 0.8 0.036 0.012;  %vytazky [-]
   0.000 0 0.000 0 0.107 1 0.00 0.000 0.0 0.000 0.000];
m_u=1.66054e-30; %atomova hmotnostna konstanta [g]
mi_m=[7.065e-2 7.857e-2 6.818e-2 6.631e-2 8.408e-2 9.588e-2;
      1.489e-1 1.654e-1 1.572e-1 3.340e-1 5.337e+0 1.703e+0;
      5.684e-2 6.320e-2 5.486e-2 5.322e-2 5.683e-2 6.130e-2;
      9.514e-2 1.058e-1 9.187e-2 9.131e-2 2.148e-1 2.709e-1;
      8.040e-2 8.940e-2 7.762e-2 7.583e-2 1.167e-1 1.391e-1;
      1.332e-2 1.481e-1 1.317e-1 1.786e-1 1.910e+0 2.465e+0;
      1.582e-1 1.755e-1 1.817e-1 5.391e-1 1.647e+0 3.032e+0;
      1.582e-1 1.755e-1 1.817e-1 5.391e-1 1.647e+0 3.032e+0;
      0.000e+0 0.000e+0 0.000e+0 0.000e+0 0.000e+0 0.000e+0;
      1.332e-2 1.481e-1 1.317e-1 1.786e-1 1.910e+0 2.465e+0;
      5.684e-2 6.320e-2 5.486e-2 5.322e-2 5.683e-2 6.130e-2;
      0.000e+0 0.000e+0 0.000e+0 0.000e+0 0.000e+0 0.000e+0;
      0.000e+0 0.000e+0 0.000e+0 0.000e+0 0.000e+0 0.000e+0;
      0.000e+0 0.000e+0 0.000e+0 0.000e+0 0.000e+0 0.000e+0;
      0.000e+0 0.000e+0 0.000e+0 0.000e+0 0.000e+0 0.000e+0;
      0.000e+0 0.000e+0 0.000e+0 0.000e+0 0.000e+0 0.000e+0];
    %matica hmotnostnych sucinitelov zoslabenia [cm^2.g^-1]
    %riadky su jednotlive ziarice 5-11, stlpce su materialy
Sigma_t=[0.03 359 10 118.3 37.5 82.3];
```

```
%vektor celk. makroskop. ucinnych prierezov pre vsetky materialy
d=0.012; %priemer otvoru stitu ziarica [m]
L=0.06;  %hlbka otvoru stitu ziarica [m]

%DEKLARACIA PREMENNYCH%
A=[15e4 15e4 15e4 15e4 15e4 15e4 15e4 15e4 15e4 2e6 5e4 1e5];
%vektor aktivit jednotlivch ziaricov [Bq]

%VYPOCET%
if aktivita~=0 %implementacia zmeny pociatocnej aktivity
    A(ziaric)=aktivita;
else
end

Omega=2*pi*(1-1/sqrt(1+(d^2/(4*L^2)))); %priestorovy uhol
if ziaric~=12
    I_a0=A(ziaric)*Y(1,ziaric)*Omega/(d^2*pi^2);
    %pociatocna hodnota intenzity primarneho produktu premeny
    I_b0=A(ziaric)*Y(2,ziaric)*Omega/(d^2*pi^2);
    %pociatocna hodnota intenzity sekundarneho produktu premeny
else
    phi_0=A(ziaric)*Omega/(d^2*pi^2);
end
if ziaric<4 %vypocet velicin spolocnych pre alfa a beta ziarenie
    for i=1:6 %stredny excitacny potencial pre vsetky latky [MeV]
        Ibar(i)=1e-6*8.2*Z(i)*(1+0.7*(Z(i))^(-2/3));
        n(i)=hustota(i)/m_u/A_r(i); %hustota poctu atomov [cm^-3]
    end
    E_0=E_k(1,ziaric); %urcenie pociatocnej energie castic [MeV]
else
    x=0:0.1:hrubka_1+hrubka_2+hrubka_3;
    %vektor vzdialenosti od ziarica [0,1 mm]
end
if ziaric==1 %model pre ziarenie alfa
    if mat_ab==1
        R=3.18*E_0^(1.5);
    else
        R=3.18*E_0^(1.5);
        R=0.3*R*sqrt(A_r(mat_ab))/hustota(mat_ab)/1000;
```

```
    end
    %vypocet stredneho dosahu v zvolenom materiali
    string='Stredný dosah častíc alfa je ';
    disp([string,num2str(R),' mm.']);
    E=0.001:0.001:E_0;
    for i=1:E_0*1000
        B=sqrt(1-(mc2(ziaric)/((i)/1000+mc2(ziaric)))^2);%B=v/c
        S(i)=4*pi*n(mat_ab)*z^2*r_e^2*mc2(2)*Z(mat_ab); %vypocet S
        S(i)=S(i)*(log(2*mc2(2)*B^2/(Ibar(mat_ab)*(1-B^2)))-B^2)/B^2;
    end
    loglog(E,S);
    xlabel('E [MeV]')              %zadanie oznacenia x-ovej osi
    ylabel('-dE/dx [MeV.cm^-^1]');%zadanie oznacenia y-ovej osi
    str='Závislosť lineárnej brzdnej schopnosti na energii častice';
    title(str);
    grid on;                       %spustenie mriezky v grafe
elseif (ziaric>1)&&(ziaric<4)      %model pre ziarenie beta
     E=0.001:0.001:E_0;
     for i=1:E_0*1000
        B=sqrt(1-(mc2(ziaric)/((i)/1000+mc2(ziaric)))^2);%B=v/c
        S(i)=2*pi*n(mat_ab)*r_e^2*mc2(2)*Z(mat_ab)/B; %vypocet S
        koef=log(mc2(2)*B^2*i/1000/2/Ibar(mat_ab)/(1-B^2));
        koef=koef-log(2)*(2*sqrt(1-B^2)-1+B^2)+1-B^2;
        koef=koef+1/8*(1-sqrt(1-B^2))^2;
        S(i)=S(i)*koef;
    end
    loglog(E,S);
    xlabel('E [MeV]')              %zadanie oznacenia x-ovej osi
    ylabel('-dE/dx [MeV.cm^-^1]');%zadanie oznacenia y-ovej osi
    str='Závislosť lineárnej brzdnej schopnosti na energii častice';
    title(str);
    grid on;                       %spustenie mriezky v grafe
elseif (ziaric>3)&&(ziaric<12)     %model pre ziarenie gama
    q=0;                           %pomocna premenna
    if mat_1<5 %kontrola materialu pre volbu opravneho cinitela
        k=1.2;
    else
        if mat_1==5
        k=0.5;
```

```
    else
        k=0.2;
    end
end
for i=0:hrubka_1*10 %tienenie prvou vrstvou
    q=q+1;
    exponent1=mi_m(ziaric-3,mat_1)*hustota(mat_1)*i/100;
    if (k*mi_m(ziaric-3,mat_1)*hustota(mat_1)*q/100>1)&&(opr==1)
        Buildup1=k*mi_m(ziaric-3,mat_1)*hustota(mat_1)*q/100;
    else
        Buildup1=1; %opravny cinitel B
    end
    I_a(i+1)=I_a0*Buildup1*exp(-exponent1);
    exponent2=mi_m(ziaric+5,mat_1)*hustota(mat_1)*i/100;
    if (k*mi_m(ziaric+5,mat_1)*hustota(mat_1)*q/100>1)&&(opr==1)
        Buildup2=k*mi_m(ziaric+5,mat_1)*hustota(mat_1)*q/100;
    else
        Buildup2=1;
    end
    I_b(i+1)=I_b0*Buildup2*exp(-exponent2);
end
I_a0=I_a(hrubka_1*10+1);
I_b0=I_b(hrubka_1*10+1);
q=q-1;
if mat_2<5 %kontrola materialu pre volbu opravneho cinitela
    k=1.2;
else
    if mat_2==5
    k=0.5;
    else
        k=0.2;
    end
end
for i=0:hrubka_2*10 %tienenie druhou vrstvou
    q=q+1;
    exponent1=mi_m(ziaric-3,mat_2)*hustota(mat_2)*i/100;
     if (k*mi_m(ziaric-3,mat_2)*hustota(mat_2)*q/100>1)&&(opr==1)
        Buildup1=k*mi_m(ziaric-3,mat_2)*hustota(mat_2)*q/100;
    else
```

```
        Buildup1=1;
    end
    I_a(i+hrubka_1*10+1)=I_a0*Buildup1*exp(-exponent1);
    exponent2=mi_m(ziaric+5,mat_2)*hustota(mat_2)*i/100;
    if (k*mi_m(ziaric+5,mat_2)*hustota(mat_2)*q/100>1)&&(opr==1)
        Buildup2=k*mi_m(ziaric+5,mat_2)*hustota(mat_2)*q/100;
    else
        Buildup2=1;
    end
    I_b(i+hrubka_1*10+1)=I_b0*Buildup2*exp(-exponent2);
end
hrubka=hrubka_1+hrubka_2; %pomocna premenna
I_a0=I_a(hrubka*10+1);
I_b0=I_b(hrubka*10+1);
q=q-1;
if mat_3<5 %kontrola materialu pre volbu opravneho cinitela
    k=1.2;
else
    if mat_3==5
    k=0.5;
    else
        k=0.2;
    end
end
for i=0:hrubka_3*10 %tienenie tretou vrstvou
    q=q+1;
    exponent1=mi_m(ziaric-3,mat_3)*hustota(mat_3)*i/100;
    if (k*mi_m(ziaric-3,mat_3)*hustota(mat_3)*q/100>1)&&(opr==1)
        Buildup1=k*mi_m(ziaric-3,mat_3)*hustota(mat_3)*q/100;
    else
        Buildup1=1;
    end
    I_a(i+hrubka*10+1)=I_a0*Buildup1*exp(-exponent1);
    exponent2=mi_m(ziaric+5,mat_3)*hustota(mat_3)*i/100;
    if (k*mi_m(ziaric+5,mat_3)*hustota(mat_3)*q/100>1)&&(opr==1)
        Buildup2=k*mi_m(ziaric+5,mat_3)*hustota(mat_3)*q/100;
    else
        Buildup2=1;
    end
```

```
        I_b(i+hrubka*10+1)=I_b0*Buildup2*exp(-exponent2);
    end
    for i=1:(hrubka_1+hrubka_2+hrubka_3)*10+1
        I(i)=I_a(i)+I_b(i);
    end
    D=I((hrubka_1+hrubka_2+hrubka_3)*10+1);
    plot(x,I);                  %vynesenie grafu I=I(x)
    xlabel('x [mm]')            %zadanie oznacenia x-ovej osi
    ylabel('I(x) [m^-^2s^-^1]');%zadanie oznacenia y-ovej osi
    title('Závislosť hustoty prúdu gama-častíc na prejdenej dráhe');
    grid on;                    %spustenie mriezky v grafe
    string='Hustota prúdu gama-častíc za tienením je ';
    disp([string,num2str(D),' m^-2.s^-1.']);

else %model pre neutronove ziarenie
    for i=0:hrubka_1*10 %tienenie prvou vrstvou
        exponent=-Sigma_t(mat_1)*i/10000;
        phi(i+1)=phi_0*exp(exponent);
    end
    phi_0=phi(hrubka_1*10+1);
    for i=0:hrubka_2*10 %tienenie druhou vrstvou
       exponent=-Sigma_t(mat_2)*i/10000;
        phi(i+hrubka_1*10+1)=phi_0*exp(exponent);
    end
    hrubka=hrubka_1+hrubka_2; %pomocna premenna
    phi_0=phi(hrubka*10+1);
    for i=0:hrubka_3*10 %tienenie tretou vrstvou
        exponent=-Sigma_t(mat_3)*i/10000;
        phi(i+hrubka*10+1)=phi_0*exp(exponent);
    end
    D=phi((hrubka_1+hrubka_2+hrubka_3)*10+1);
    plot(x,phi);                %vynesenie grafu phi=phi(x)
    xlabel('x [mm]');           %zadanie oznacenia x-ovej osi
    ylabel('fi(x) [m^-^2s^-^1]');%zadanie oznacenia y-ovej osi
    title('Závislosť časticového príkonu neutrónov na dráhe');
    grid on;                    %spustenie mriezky v grafe
    string='Časticový príkon neutrónov za tienením je ';
    disp([string,num2str(D),' m^-2.s^-1.']);
end
```

B ZADANIE VÝUKOVEJ ÚLOHY

Meranie ionizujúceho žiarenia

Teória

Ionizujúce žiarenie je taký spôsob prenosu energie priestorom, pri ktorom jej jednotlivé častice alebo vlny nesú dostatočné množstvo na to, aby boli schopné ionizovať atómy alebo molekuly látky, s ktorou prídu do kontaktu. Ionizácia je proces, pri ktorom sa z elektricky neutrálneho atómu alebo molekuly stáva elektrický nabitý ión. Tento proces môže byť v telách živých organizmov škodlivý.

Podľa jeho fyzikálnej povahy môžeme ionizujúce žiarenie rozdeliť na:

Žiarenie α – tok rýchlo sa pohybujúcich jadier hélia. Tvoria ho teda dva protóny a dva neutróny. Kvôli ich veľkému elektrickému náboju silno interagujú s látkovým prostredím a sú zastavené už tenkými vrstvami materiálu, napr. listom papiera. Pri požití alebo vdýchnutí je vzhľadom na veľkú ionizačnú schopnosť veľmi nebezpečné.

Žiarenie β – tok vysokoenergických elektrónov (β^-) alebo pozitrónov (β^+). Pri prieniku do látky majú väčší dosah a na ich tienenie teda treba buď materiál s väčšou hustotou alebo hrúbkou, napr. tenký hliníkový plech.

Žiarenie γ – fotóny s vysokou energiou, popísateľné tiež ako elektromagnetické vlnenie s frekvenciou vyššou ako 10^{19} Hz. Majú svoj pôvod v deexcitáciach atómových jadier, pri ktorých prechádzajú jadrá do nižšieho alebo základného energetického stavu. Fyzikálne nerozlíšiteľné od röntgenového žiarenia, ktoré má pôvod v elektrónových obaloch atómov. Má vysokú prenikavosť a na tienenie treba použiť materiály zložené z atómov s vysokými atómovými číslami, napr. olovo.

Neutrónové žiarenie – je zložené z neutrónov uvoľnených z jadier napr. štiepnych reakciách v jadrových reaktoroch, alebo pri iných procesoch. Neutróny nenesú elektrický náboj, takže o svoju kinetickú energiu prichádzajú zväčsa pri zrážkach s jadrami alebo sú nimi priamo zachytené. Zo všetkých druhov ionizujúceho žiarenia má zo svojej podstaty najväčšiu prenikavosť. Treba použiť hrubšiu vrstvu betónu alebo obdobné tieniace prostriedky.

V tejto úlohe je ako zdroj ionizujúceho žiarenia použitý rádionuklid cézia, ^{137}Cs. Je zdrojom predovšetkým γ-žiarenia, pričom jednotlivé fotóny nesú energiu 662 keV.

Proces, pri ktorom tieto fotóny vznikajú sa dá popísať rovnicou

$$^{137}_{55}\mathrm{Cs} \rightarrow {}^{137}_{56}\mathrm{Ba} + \mathrm{e}^{-} + \bar{\nu}_{\mathrm{e}} + \gamma.$$

Vzniká teda nuklid bária, ^{137}Ba, elektrón, elektrónové antineutríno a fotón γ so spomenutou energiou. Polčas premeny (časové obdobie, za ktoré sa polovica jadier podrobí tejto premene) ^{137}Cs je 37 rokov.

Úloha 1

Zadanie

Zmerajte závislosť počtu pulzov nameraných scintilačným detektorom na vzdialenosti od bodového zdroja ionizačného žiarenia s nuklidom ^{137}Cs.

Princíp merania

Intenzita nameraného žiarenia meraná nepriamo formou merania počtu pulzov N klesá v ideálnom prípade (bodový všesmerový žiarič, prostredie nezoslabujúce ionizujúce žiarenie, prostredie bez vlastnej prirodzenej rádioaktivity) so štvorcom vzdialenosti. Tento predpoklad môžeme zapísať rovnicou

$$N = \frac{k}{r^2},$$

kde k je konštanta úmernosti a r je nenulová vzdialenosť od bodového žiariča.

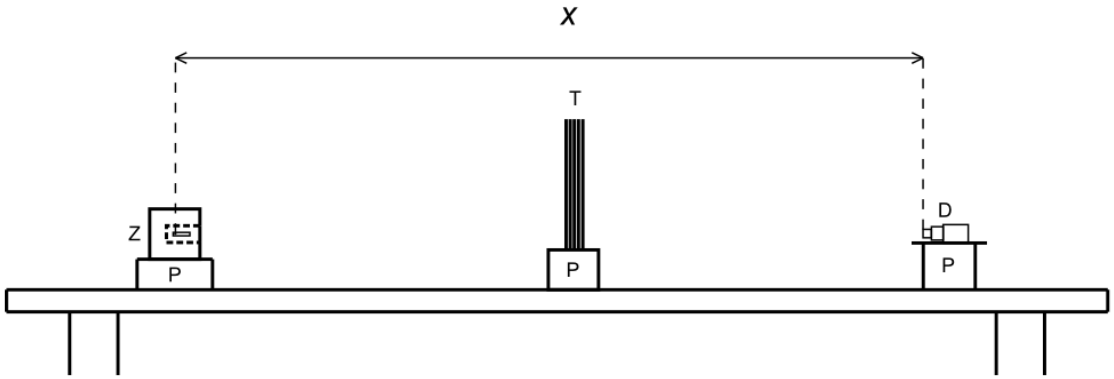
Táto závislosť je mocninová, takže pre ňu platí, že pri vynesení do grafu s obomi osami logaritmickými, by sme mali získať priamku so smernicou rovnou exponentu premennej r, v tomto prípade -2.

Na meranie je použitý scintilačný detektor typu $LaBr_3(Ce)$. Pracuje tak, že v scintilačnom kryštáli premení prichádzajúci fotón γ časť svojej energie na svetelnú energiu, dochádza teda k vlastnému scintilačnému procesu – konverzii absorbovanej energie na energiu emitovaných scintilačných fotónov. Tieto sa potom prenesú na fotocitlivý prvok – fotokatódu fotonásobiča alebo na fotocitlivú diódu, kde sa prevedú na elektrické impulzy, ktoré sa môžu štatisticky spracovať. Aby namerané výsledky neboli skreslené β-žiarením, treba prekryť dráhu medzi žiaričom a detektorom tenkým hliníkovým plechom.

Postup merania

1. Umiestnite zdroj žiarenia na patričné miesto podľa Obr. B.1.
2. Umiestnite medzi zdroj žiarenia a detektor hliníkový plech.
3. Merajte počet pulzov zaznamenaných detektorom po dobu aspoň dvoch minút v 10 rôznych vzdialenostiach x od žiariča, napr. v rozmedzí pol metra do 2 m. Treba pri tom dbať správne nasmerovanie detektora na žiarič.

4. Nameranú závislosť vyneste do grafu s logaritmickými osami a určite smernicu priamky, ktorá vznikne preložením bodov na grafe.
5. Diskutujte prípadné odchýlky od predpokladanej hodnoty.



Obr. B.1: Predpokladané sporiadanie pracovného stola pre meranie ionizujúceho žiarenia. P – podstavce, D – detektor, Z – zdroj žiarenia, T – tieniaci materiál.

Úloha 2

Zadanie

Stanovte súčiniteľ zoslabenia μ priložených vzoriek materiálov.

Princíp merania

Pri interakcii s látkovým prostredím je žiarenie γ rôznymi spôsobmi absorbované a jeho intenzita I exponenciálne klesá so vzdialenosťou x, ktorou už látkou prešlo. Keďže počty pulzov zaznamených detektorom sú úmerné intenzite, pre tie platí

$$N = N_0 \mathrm{e}^{-\mu x},$$

kde N_0 je počet pulzov, ktoré by boli namerané bez tienenia a μ je súčiniteľ zoslabenia danej látky. Jeho hodnota je okrem materiálu tieniacej vrstvy závislá aj na energii fotónov. Keďže zdroj žiarenia ^{137}Cs emituje fotóny len s jednou energiou, takže hodnotu μ môžeme zmeniť len zmenou materiálu. Veľkosť zoslabenia môžeme teda v tomto prípade ovplyvniť voľbou tieniaceho materiálu a jeho hrúbkou x.

Postup merania

1. Zmerajte hrúbky h jednotlivých vrstiev tieniacich materiálov. Ak nie sú rovnaké, pre zjednodušenie vypočítajte ich priemernú hodnotu a uvažujte, že každá má práve túto hrúbku.

2. Merajte počet pulzov N_0 dve minúty bez vloženého tieniaceho materiálu (okrem hliníkového plechu na odtienenie žiarenia β).
3. Postupne pridávajte jednu vrstvu tieniaceho materiálu za druhou, pričom pre každý počet vrstiev n vždy merajte počet pulzov počas časového intervalu dve minúty. Umiestňujte ich do príslušného podstavca, podľa Obr. B.1.
4. Nameranú závislosť medzi celkovou hrúbkou hn a počtom pulzov N (kde n je počet vrstiev použitých na tienenie) vyneste do semilogaritmického grafu a určite smernicu priamky, ktorá vznikne preložením bodov na grafe. Táto by mala byť rovná μ.
5. Uvedený postup zopakujte pre všetky dostupné materiály a porovnajte hodnoty μ jednotlivých materiálov. Pokúste sa nájsť vysvetlenie pre to, že niekoré materiály majú väčšiu/menšiu hodnotu μ v porovnaní s inými.