## UNIVERZITA PAVLA JOZEFA ŠAFÁRIKA V KOŠICIACH

# Prírodovedecká fakulta

Ústav fyzikálnych vied



## Janka Vrláková, Stanislav Vokál ZÁKLADNÉ FYZIKÁLNE PRAKTIKUM III

**Košice**, 2012

© 2012 RNDr. Janka Vrláková, PhD., Prof. RNDr. Stanislav Vokál, DrSc.

Recenzenti: Prof. RNDr. Gabriela Martinská, CSc. Doc. RNDr. Júlia Hlaváčová, CSc.

Rozsah strán: 113

Elektronický vysokoškolský učebný text pre Prírodovedeckú fakultu UPJŠ v Košiciach. Za odbornú a jazykovú stránku tohto vysokoškolského učebného textu zodpovedajú autori. Rukopis neprešiel redakčnou ani jazykovou úpravou.

Vydavateľ: Univerzita Pavla Jozefa Šafárika v Košiciach Umiestenie: http://www.upjs.sk/pracoviska/univerzitna-kniznica/e-publikacia/#pf Dostupné od: 19.10.2012 ISBN 978-80-7097-978-5

Obsa	ah		
Pred	slov	5	
1 Ú	Jvod do jadrovej fyziky	7	
1.1	Rádioaktivita		
1.2	Jadrové reakcie	13	
1.3	Prechod jadrového žiarenia látkovým prostredím	15	
2 D	etektory jadrového žiarenia		
2.1	Plynové detektory		
2.2	Polovodičové detektory		
2.3	Scintilačné detektory		
2.4	Čerenkovov detektor		
2.5	Dráhové detektory		
2.6	Súčasné detekčné systémy na veľkých experimentoch		
3 Š	tatistické fluktuácie pri registrácii jadrových procesov	39	
3.1	Štatistické rozdelenie	39	
3.2	Poissonovo rozdelenie	40	
3.3	Gaussovo rozdelenie	45	
3.4	Spracovanie výsledkov merania		
3.5	Nepriamo merané veličiny	50	
4 V	všeobecné pravidlá pre prácu s rádioaktívnymi látkami	54	
4.1	Základné veličiny a jednotky používané v dozimetrii	54	
4.2	Ochrana pred žiarením	57	
4.3	Pravidlá pri práci s rádioaktívnymi látkami	59	
4.4	Limity ožiarenia pracovníkov, študentov a obyvateľstva	60	
Úloh	a č. 1 : Štúdium Geigerovho – Müllerovho počítača	62	
Úloh	a č. 2 : Dozimetrická kontrola pracoviska	66	
Úloh	a č. 3 : Meranie rozlišovacej doby koincidenčného obvodu metódou		
n	áhodných koincidencií	67	
Úloh	a č. 4 : Štatistické rozdelenie nameraných hodnôt	71	
Úloh	Úloha č. 5 : Voľba doby merania		
Úloh	a č. 6 : Absorpcia beta žiarenia	79	
Úloh	a č. 7 : Spätný rozptyl beta žiarenia		

## Obsah

Úloha č. 8: Absorpcia gama žiarenia	
Úloha č. 9 : Spektrometria gama žiarenia	
Úloha č. 10 : Polovodičový detektor	
Úloha č. 11 : Určenie aktivity preparátu <sup>60</sup> Co pomocou beta – gama	
koincidencií	
Úloha č. 12 : Štúdium jadrových reakcií metódou jadrových emulzií	
Zoznam použitej literatúry	112

### Predslov

Atómová a jadrová fyzika sú pomerne mladé vedecké disciplíny tvoriace záverečnú časť všeobecného kurzu fyziky na PF UPJŠ. Ich cieľom je výklad podstaty základných fyzikálnych vlastností atómov, atómového jadra a elementárnych častíc.

To je aj obsahom prednášok a cvičení "Všeobecná fyzika IV" v 2. ročníku bakalárskeho stupňa štúdia fyziky na Prírodovedeckej fakulte (PF) Univerzity P.J. Šafárika (UPJŠ) v Košiciach. Na ne nadväzujú voliteľné prednášky "Jadrové žiarenie v životnom prostredí", "Úvod do fyziky mikrosveta" v 3. ročníku bakalárskeho stupňa jednoodborového štúdia fyziky, príp. učiteľského štúdia fyziky v kombinácii s iným predmetom a "Subjadrová fyzika" v 1. ročníku magisterského stupňa učiteľského štúdia fyziky v kombinácii s iným predmetom.

V spomenutých prednáškach sú predstavené najnovšie experimentálne poznatky o štruktúre a chovaní mikrosveta pomocou fyzikálnych teórií a ich nasledujúcej experimentálnej previerke v experimente.

Hlbšie pochopenie tohto rozsiahleho materiálu by mal umožniť aj tento vysokoškolský učebný text "Základné fyzikálne praktikum III", ktorého prvá časť je pred Vami.

Tieto skriptá obsahujú základné úlohy z praktika jadrovej fyziky realizované na Katedre jadrovej a subjadrovej fyziky (KJSF) PF UPJŠ v posledných rokoch v zimnom semestri na bakalárskom stupni štúdia fyziky, či už jednoodborovom, alebo v kombinácii s iným predmetom.

Predložené učebné texty predstavujú prepracovanie a doplnenie starších skrípt (M. Karabová a kolektív, Základné fyzikálne praktikum, PF UPJŠ, 1984) používaných na KJSF doteraz.

Uvedené učebné texty sú určené ako základná študijná pomôcka k príprave na praktikum z jadrovej fyziky.

Skriptá sú rozdelené na dve hlavné časti. V prvej časti sú v štyroch tematických celkoch stručne opísané základné poznatky o vlastnostiach jadrového žiarenia (JŽ), o detektoroch JŽ, o štatistických chybách pri meraní intenzity JŽ, o dozimetrii JŽ a sú tu sformulované aj všeobecné pravidlá pre prácu s rádionuklidmi podľa slovenských technických noriem. Ako už bolo predtým povedané, s touto látkou sa poslucháči PF oboznámia aj v prednáškach zo všeobecnej fyziky a na ňu nadväzujúcich voliteľných prednáškach.

Druhá časť obsahuje konkrétne návody k jednotlivým úlohám v praktiku. Úloh je dvanásť a každú z nich je možno realizovať za krátky čas so štandartnými  $\alpha$ ,  $\beta$  a  $\gamma$  rádionuklidmi. Tým je na minimum znížené riziko pri práci s rádioaktívnymi preparátmi. Pri meraniach sú pritom používané väčšinou plynové Geigerove - Müllerove detektory a scintilačné sondy, doplnené v jednej úlohe (úloha č.10) polovodičovým detektorom. V poslednej 12. úlohe sa merajú dolety vybraných nabitých častíc v dráhovom detektore, v jadrovej fotoemulzii.

Pri každej úlohe poslucháči urobia štatistické vyhodnotenie nameraných údajov a vypracujú protokol o meraní. Na každom cvičení sa vykonáva dozimetrická kontrola pracoviska, meranie dávok jednotlivých študentov a ich evidencia.

Vykonanie niektorých úloh je podmienené úspešným absolvovaním kontrolného testu na počítači. Takisto vo vybraných prípadoch je umožnené interaktívne spracovanie nameraných výsledkov na počítači v praktiku pri správnej odpovedi na niektoré kontrolné otázky.

Na prepracovaní, úprave a doplnení starších úloh, spolu s doplnením nových laboratórnych zadaní, sa podieľali rôznou mierou obaja autori. RNDr. J.Vrláková, PhD. prepracovala a doplnila kapitoly I, II a IV spolu s úlohami č. 1, 2, 6, 7, 9 a 10, prof. RNDr. S.Vokál, DrSc. zase kapitolu III spolu s úlohami č. 3, 4, 5, 8, 11 a 12.

Pri príprave skrípt boli využité cenné pripomienky prof. RNDr. G.Martinskej, CSc., za čo jej patrí naša vďaka. Ďakujeme aj vedúcej autorského kolektívu starších skrípt pani Ing. M. Karabovej, CSc. za jej ústny súhlas k využitiu tohto materiálu v predstavenom vysokoškolskom učebnom texte.

Na záver ešte jedna poznámka. Tieto skriptá predstavujú iba prvú časť pripravovaných nových učebných materiálov pre praktikum z atómovej a jadrovej fyziky na KJaSF PF UPJŠ. V ďalšej časti budú predstavené nové a doteraz nerealizované úlohy z atómovej a jadrovej fyziky. Tieto laboratórne cvičenia budú vykonané na meracích zostavách, ktoré by sa mali uviesť do prevádzky na našom pracovisku v najbližšom čase.

Autori

## 1 Úvod do jadrovej fyziky

Začiatky jadrovej fyziky sú spojené s rokom 1896, kedy francúzsky fyzik Antoine Henri Becquerel (obr. 1) objavil prirodzenú rádioaktivitu pri skúmaní fosforescencie uránového nerastu. Jeho geniálnosť spočívala v tom, že správne interpretoval jav, známy už dávnejšie, t.j., že soli uránu vysielajú žiarenie, ktoré spôsobuje sčernanie fotografickej emulzie i vtedy, keď nie je dlhšiu dobu osvetľovaná.



Obr. 1 : A. H. Becquerel (1852 - 1908).

V ďalšom štúdiu rádioaktívnych solí uránu pokračovala Marie Curie – Sklodowská (obr. 2), ktorá spolu s manželom Pierrom v roku 1898 izolovala rádioaktívny prvok rádium. V roku 1903 dostali manželia Curieovci spolu s H. Becquerelom Nobelovu cenu za fyziku. M. Curie – Sklodowská významne prispela v oblasti výskumu rádioaktivity a techniky separácie rádioaktívnych izotopov. Druhú Nobelovu cenu - za chémiu dostala v roku 1911 za izoláciu čistého rádia a za objav nových chemických prvkov – rádia a polónia. Pod jej vedením boli taktiež uskutočnené prvé výskumy liečby rakoviny pomocou rádioaktivity na svete.



Obr. 2 : M. Curie - Sklodowská (1867-1934).

V roku 1905 E. Rutherford a F. Soddy došli pri štúdiu rádioaktívnych preparátov k poznatku, že pri rádioaktivite dochádza ku chemickej zmene prvkov, ktoré žiarenie vysielajú. V tom istom roku popísal rakúsky fyzik E. von Schweidler štatistický charakter rádioaktívneho žiarenia. Alfa žiarenie identifikoval E. Rutherford spolu s T.

Roydsom ako ionizované atómy hélia. Na základe poznatkov z experimentu rozptylu alfa častíc na zlatej fólii vyslovil Rutherford hypotézu jadrového modelu atómov a neskôr, v rokoch 1916 - 17 pozoroval prvú jadrovú reakciu. V roku 1908 dostal E. Rutherford Nobelovu cenu za chémiu.

Medzi svetovými vojnami v 20. storočí boli objavené základné elementárne častice, protón a neutrón. Elektróny boli už známe zo štúdia katódových lúčov. V tab. 1 sú uvedené základné vlastnosti týchto troch subatomárnych častíc.

častica	označenie	náboj (C)	hmotnosť (kg)
protón	р	$1,602 \times 10^{-19}$	1,673x10 <sup>-27</sup>
neutrón	n	0	1,675x10 <sup>-27</sup>
elektrón	e	$-1,602 \times 10^{-19}$	$9,11 \times 10^{-31}$

Tab.1: Základné vlastnosti troch subatomárnych častíc.

Pri štúdiu alfa častíc s atómovými jadrami objavili Irena a Frederik Joliot-Curie umelú rádioaktivitu, významné boli aj ich práce v oblasti prírodnej a umelej rádioaktivity, transmutácie častíc a nukleárnej fyziky. V roku 1935 získali Nobelovu cenu.

V 30-tych rokoch minulého storočia na Rímskej univerzite E. Fermi a jeho spolupracovníci významne prispeli k mnohým praktickým a teoretickým aspektom fyziky. Medzi ne patria napríklad Fermiho – Diracova štatistika, teória beta premeny a objav pomalých neutrónov, ktoré sa ukázali ako podstatné pre činnosť jadrových reaktorov. Tým už pred druhou svetovou vojnou boli položené základy jadrovej fyziky.

Môžeme teda povedať, že jadrová fyzika študuje vlastnosti atómových jadier, procesy pri jadrových premenách, jadrové reakcie. Zaoberá sa tiež rádioaktivitou, jednotlivými typmi žiarenia a ich praktickým využitím. Skúma tiež otázky ochrany pred žiarením.

Dôležitou časťou jadrovej fyziky je neutrónová fyzika a fyzika štiepenia jadier. Výsledky týchto oblastí sa používajú v reaktorovej technike, ktorá okrem smutne známych vojnových použití sa intenzívne využíva aj na mierové účely (jadrové elektrárne, ľadoborce a ponorky s jadrovým palivom). Ďalšou súčasťou jadrovej fyziky je fyzika transuránových jadier a termojadrových reakcií.

Subjadrová fyzika - fyzika elementárnych častíc alebo fyzika vysokých energií skúma štruktúru a vzájomné pôsobenie častíc, ktorých rozmery sú menšie ako rozmery atómových jadier. Nové možnosti výskumu v tejto oblasti poskytuje urýchľovač LHC (Large Hadron Collider – "Veľký zrážač hadrónov") v CERN, ktorý bol spustený v roku 2008.

#### 1.1 Rádioaktivita

Počet elektrónov v atómovom obale a tým i stavbu atómového obalu určuje protónové číslo Z. Všetky atómy daného chemického prvku majú rovnaké protónové číslo Z, ale môžu mať rôzne hmotnostné (tiež nukleónové) číslo A, ktoré určuje počet protónov a neutrónov v jadre. Atómy s rovnakým atómovým číslom, ale s rôznymi hmotnostnými číslami nazývame izotopmi. Okrem stabilných izotopov existujú aj rádioaktívne, ktoré rozpadom jadra prechádzajú na iný prvok. Napríklad uhlík C, ktorý

má protónové číslo Z=6, má dva stabilné izotopy s hmotnostnými číslami A=12, A=13 ( ${}_{6}^{12}C, {}_{6}^{13}C$ ) a štyri rádioaktívne izotopy s hmotnostnými číslami A=10, 11, 14 a 15 ( ${}_{6}^{10}C, {}_{6}^{11}C, {}_{6}^{14}C, {}_{6}^{15}C$ ). Rádioaktívne izotopy, ktoré sa nenachádzajú v prírode, nazývame umelými rádioizotopmi.

Rádioaktivita je vlastnosť stavu atómového jadra. Nezávisí od vonkajších podmienok, v ktorých sa rádioaktívna látka nachádza. Pre dané jadro, ktoré sa nachádza v určitom energetickom stave, je pravdepodobnosť rádioaktívneho rozpadu za jednotku času koštantná. Označujeme ju písmenom  $\lambda$  a nazývame ju konštanta premeny (rozpadová konštanta). To znamená, že počet rádioaktívnych premien dN(t) za čas dt je určený len počtom N(t) ešte nepremenených rádioaktívnych jadier v čase t, v ktorom rádioaktívny rozpad sledujeme

$$dN(t) = -\lambda N(t)dt \quad . \tag{1}$$

Riešením rovnice (1) dostaneme rozpadový zákon, ktorý popisuje zmenu počtu rádioaktívnych jadier N(t) v závislosti od času t

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} (2)$$

Časový interval, za ktorý sa počiatočný počet rádioaktívnych jadier  $N_0$  zníži na polovicu, nazývame dobou polpremeny *T* (resp. polčasom rozpadu) (obr. 3). Ak do rovnice (2) dosadíme za čas *t* dobu polpremeny *T*, potom  $N(T) = N_0/2$ . Zo vzťahu (2) dostaneme závislosť medzi dobou polpremeny a konštantou premeny:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T} \qquad . \tag{3}$$



Obr. 3: Závislosť počtu rádioaktívnych jadier (N) od času (t),  $N_0$  – počiatočný počet jadier, *T*- doba polpremeny.

Interval, v ktorom sa pohybujú hodnoty dôb polpremeny jednotlivých rádioizotopov je veľmi široký. Napr. u  $\alpha$  rádioaktívnych jadier sú známe hodnoty od

 $T = 3.10^{-7}$  sekúnd ( $^{212}_{84}Po$ ) po hodnotu  $T = 5.10^{15}$  rokov ( $^{144}_{60}Nd$ ).

Prirodzené rádioizotopy môžu byť buď  $\alpha$  alebo  $\beta$  rádioaktívne. Premena  $\alpha$  (alfa častica je zložená z dvoch protónov a dvoch neutrónov a je identická s jadrom izotopu hélia  ${}_{2}^{4}He$ ) a premena  $\beta$  (elektróny alebo pozitróny) býva často sprevádzaná žiarením  $\gamma$  (obr.4)



Obr.4: Typy žiarenia.

Alfa premenu (obr.5) jadra možno zapísať v tvare

 ${}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}Y + {}^{4}_{2}\alpha \qquad (4)$ 

Obr.5: Emisia alfa častice pri alfa premene.

V súčasnosti je známych viac ako 400 prírodných alebo umelo vyrobených izotopov, ktoré sú  $\alpha$  žiariče. Takmer všetky  $\alpha$  rádioaktívne jadrá sú ťažké, z konca periodickej sústavy jadier (Z > 82), časť  $\alpha$  rádioaktívnych jadier je z oblasti vzácnych zemín (A=140-160). Ako príklad  $\alpha$  rozpadu možno uviesť rozpad izotopu rádia  $\frac{226}{88}Ra$ , ktorý sa rozpadá na izotop radónu  $\frac{222}{86}Rn$  a  $\alpha$  časticu

 ${}^{226}_{88}Ra \to {}^{222}_{86}Rn + {}^{4}_{2}\alpha \qquad .$ (5)

Alfa častice majú hmotnostné číslo A=4 a protónové číslo Z=2, sú to jadrá hélia. Kinetická energia  $\alpha$  častíc leží v pomerne úzkom intervale: 4 MeV < W<sub>\alpha</sub> < 11 MeV. Polčasy rozpadu alfa rádioaktívnych jadier sa pohybujú v pomerne širokom intervale hodnôt, od hodnoty  $T_{1/2}(^{204}_{82}Pb) = 1,4.10^{17}$  rokov po hodnotu  $T_{1/2}(^{215}_{86}Rn) = 10^{-6} s.$ 

Bola tiež zistená závislosť doby polpremeny od energie emitovaných alfa častíc (Geigerova – Nuttalova závislosť). Spektrum emitovaných alfa častíc je diskrétne, presnejšie merania ukázali, že je možné pozorovať jemnú štruktúru, t.j. boli emitované dve, tri a aj viac skupín alfa častíc. Premenu alfa nebolo možné vysvetliť v rámci predstáv klasickej fyziky. Teória alfa premeny, vypracovaná v roku 1928 nezávisle Gamowom, Condonom a Gurneyom, bola jednou z prvých úspešných aplikácií kvantovej mechaniky v oblasti jadrovej fyziky.

**Beta premena** (obr.6) jadra je charakteristická tým, že sa pri nej protónové číslo Z mení o jednotku, pričom hmotnostné číslo A zostane nezmenené.

Poznáme tri druhy beta premeny:

a)  $\beta^{-}$  premena, pri ktorej sa protónové číslo jadra zväčší o 1 a z jadra je emitovaný rýchly elektrón, ktorý zvykneme nazývať tiež  $\beta$  častica. Proces  $\beta^{-}$  premeny prebieha tak, že neutrón v jadre sa rozpadá na protón, elektrón a elektrónové antineutríno

$$n \to p + e^- + \tilde{\nu}_e \quad . \tag{6}$$



Obr.6: Beta premena – rozpad neutrónu (*n*) v jadre na protón (*p*), elektrón ( $\beta$ <sup>-</sup>) a antineutríno ( $\tilde{\nu}_e$ ).

Takto sa rozpadá napr. jeden z izotopov uhlíka:

$${}^{14}_{6}C \rightarrow {}^{14}_{7}N + e^{-} + \widetilde{\nu}_{e}$$
 (7)

b)  $\beta^+$  **premena**, pri ktorom sa protónové číslo jadra o 1 zmenší a súčasne pozorujeme uvoľňovanie rýchlych kladných elektrónov, ktoré nazývame pozitrónmi. Pri  $\beta^+$  rozpade dochádza v jadre k rozpadu protónu na neutrón, pozitrón a neutríno

$$p \to n + e^+ + \nu_e \quad . \tag{8}$$

Týmto spôsobom sa rozpadajú niektoré umelé rádioizotopy, napr.

$${}^{11}_{6}C \rightarrow {}^{11}_{5}B + e^+ + \nu_e \quad . \tag{9}$$

c) **K-záchyt** na jadre, pri ktorom sa protónové číslo jadra zmenší o 1. V tomto procese nie sú emitované žiadne častice okrem neutrína. Schematicky si možno predstaviť záchyt orbitálneho elektrónu nasledovne

$${}^{A}_{Z}X + e^{-} \rightarrow {}^{A}_{Z-1}Y + \nu \quad .$$

$$\tag{10}$$

Pri K-záchyte na jadre pohltí jadro elektrón z K - sféry atómového obalu. Základom procesu záchytu orbitálneho elektrónu je záchyt elektrónu protónom

$$p + e^- \to n + \nu. \tag{11}$$

Tento proces sa nemôže uskutočniť mimo jadra, pretože je energeticky zakázaný. Najčastejším typom záchytu orbitálneho elektrónu je záchyt K, lebo pravdepodobnosť záchytu elektrónu je úmerná pravdepodobnosti, s ktorou sa elektrón nachádza v blízkosti jadra.

Príklady rádioizotopov, ktoré sa premieňajú K-záchytom:

$$^{26}_{13}Al + e^{-} \rightarrow ^{26}_{12}Mg + \nu \quad , \tag{12}$$

$${}^{59}_{28}Ni + e^- \rightarrow {}^{59}_{27}Co + \nu \qquad , \tag{13}$$

$${}^{40}_{19}K + e^- \rightarrow {}^{40}_{18}Ar + \nu \qquad . \tag{14}$$

Meraním energetického rozdelenia beta častíc sa zistilo, že elektróny uvoľnené pri  $\beta$  rozpade môžu nadobudnúť kinetickú energiu od minimálnej hodnoty, pri ktorej sú detegovateľné, až do určitej maximálnej hodnoty (W<sub>e</sub>)<sub>max</sub>, ktorá je približne rovná rozdielu energetických stavov rozpadajúceho sa a konečného jadra  $\Delta E_{\beta}$ .

Typické energetické spektrum  $\beta$  častíc, emitovaných prirodzeným izotopom je na obr. 7, kde W je hodnota energie odpovedajúca maximálnemu počtu emitovaných elektrónov,  $W_{max}$  je maximálna hodnota energie elektrónov. Energia W je približne rovná 1/3  $W_{max}$ : W = 1/3  $W_{max}$ .



Obr.7 : Energetické spektrum  $\beta$  žiarenia, ktoré vysiela  $\beta$  izotop.

Na vysvetlenie spojitého spektra častíc bolo nutné predpokladať, že okrem elektrónu je pri beta rozpade emitovaná z jadra ešte jedna častica - neutríno v, ktoré odnáša energiu rovnú rozdielu medzi energiou uvoľnenou pri beta rozpade  $\Delta E_{\beta}$  a kinetickou energiou elektrónu  $W_e$ . Existencia neutrína a jeho antičastice antineutrína  $\tilde{v}$  bola experimentálne dokázaná až v päťdesiatych rokoch minulého storočia, zatiaľ čo teóriu  $\beta$  rozpadu vypracoval E. Fermi už v roku1931.

Pri rozpade  $\alpha$  alebo  $\beta$  sa môže konečné jadro nachádzať vo vyššom energetickom stave. Pri prechode z vyššieho energetického stavu do stavu s nižšou energiou alebo do základného stavu vyžaruje jadro elektromagnetické žiarenie veľmi krátkych vlnových dĺžok (10<sup>-12</sup> - 10<sup>-15</sup>) m. Toto elektromagnetické žiarenie nazývame **gama žiarením**. Žiarenie  $\gamma$  má diskrétne energetické spektrum a energia  $\gamma$  kvánt  $E_{\gamma}$ leží v intervale od niekoľko keV do MeV. V niektorých prípadoch je vnútorná energia jadra, ktoré vzniklo pri rádioaktívnom rozpade, taká vysoká, že jadro pri prechode do základného stavu emituje neutrón alebo protón.

#### 1.2 Jadrové reakcie

Pod jadrovou reakciou rozumieme vzájomné pôsobenie (interakciu) elementárnych častíc alebo atómových jadier s atómovými jadrami. V dôsledku tejto interakcie sa mení stav aspoň jedného mikroobjektu, ktorý sa interakcie zúčastnil. Obecne zapisujeme jadrovú interakciu v tvare

$$a + A \rightarrow b + B$$
 alebo  $a + A \rightarrow \sum_{i} b_{i}$  , (15)

kde *a* je nalietavajúca častica alebo jadro, *A* je terčové jadro, ktoré vo väčšine experimentov je v pokoji, *b* je vylietavajúca častica, *B* je zostatkové jadro. Počet sekundárnych častíc je *i*, môže byť rôzny, závisí od štruktúry interagujúcich objektov, od interakčnej energie a od stupňa rozrušenia terčového jadra.

Napr. gama žiarenie dostatočne vysokej energie môže štiepiť niektoré jadrá. Tak pozorujeme štiepenie jadier uhlíka  ${}_{6}^{12}C$  na tri alfa častice

$$\gamma + {}_{6}^{12}C \to \alpha + \alpha + \alpha \quad . \tag{16}$$

Pri jadrovej reakcii môže dôjsť ku zmene jedného jadra na druhé. Napr. pri zrážke protónov s jadrami kyslíka  ${}^{17}_{8}O$  dostaneme jadrá fluóru a neutróny

$$p + {}^{17}_{8}O \to n + {}^{17}_{9}F$$
 . (17)

Jadrové reakcie, kde sekundárnou časticou je neutrón, sa využívajú v neutrónových zdrojoch. Ako zdroj rýchlych neutrónov sa používa zmes berýlia  ${}_{4}^{9}Be$  s  $\alpha$ rádioizotopom - rádiom alebo polóniom. Pri zrážkach  $\alpha$  častíc s jadrami berýlia dochádza k jadrovej reakcii, pri ktorej je uvoľňovaný rýchly neutrón

$${}_{2}^{4}\alpha + {}_{4}^{9}Be \rightarrow {}_{6}^{12}C + n \qquad .$$

$$\tag{18}$$

Zdroje neutrónov využívajúce jadrovú reakciu vyvolanú α časticami, emitujú neutróny s kinetickou energiou do 20 MeV. Neutróny sú uvoľňované i pri štiepení ťažkých jadier, napr. v jadrových reaktoroch. V súčasnej dobe sú jadrové reaktory najpoužívanejšími zdrojmi neutrónov. Jadrové reakcie sa nezriedka používajú pri výrobe umelých, t.j. v prírode sa nevyskytujúcich izotopov.

Pri nízkych energiách primárnych nalietavajúcich častíc, či jadier, prebieha jadrová reakcia cez tri stavy:

1. stav pred interakciou,

2. vytvorenie zloženého jadra z jadra terčového a primárnej častice,

3. stav po interakcii.

Predtým uvedenú jadrovú interakciu (17) môžeme podľa toho zapísať nasledovne:

$$p + {}^{17}_{8}O \to {}^{18}_{9}F \to {}^{17}_{9}F + n$$
 (19)

Všeobecne

$$a + A \to B \to C + c \quad . \tag{20}$$

Doba života  $\tau$  zloženého jadra *B* môže byť rôzne dlhá. Druhú etapu jadrovej reakcie, rozpad zloženého jadra, môžeme chápať ako rádioaktívny rozpad

novovzniknutého nestabilného jadra. V interakcii (19) je novovzniknutým jadrom izotop fluóru  $\frac{18}{9}F$ , ktorý sa rozpadá na iný izotop fluóru  $\frac{17}{9}F$  a neutrón.

Takto vytvorené umelé rádioizotopy môžu vyžarovať  $\alpha$  častice, protóny, alebo neutróny. Poznáme i  $\beta$  rádioaktívne jadrá s veľmi krátkou dobou života, ktoré vznikajú pri jadrovej reakcii.

Pri jadrovej interakcii je pravdepodobné, že novovzniknuté jadro bude v excitovanom stave, t.j. v stave s vyššou energiou. Môžeme si položiť otázku, od čoho závisí čas, počas ktorého bude jadro v metastabilnom stave. Z Heisenbergových vzťahov neurčitosti vyplýva, že šírka energetickej hladiny  $\Delta E$  je mierou neurčitosti systému, ktorý má energiu *E*. Čas, počas ktorého bude systém v tomto stave je daný výrazom

$$\bar{\tau} \approx \frac{\hbar}{\Delta E} \qquad . \tag{21}$$

V tomto prípade má  $\Delta E$  fyzikálny zmysel energetickej šírky spektrálnej čiary,  $\hbar$  je Planckova konštanta a  $\bar{\tau}$  je stredná doba života jadra vo vzbudenom stave. Excitované stavy s dlhou dobou života nazývame izomérnymi a daný jav izomériou jadier. Izomérne jadrá môžeme považovať za  $\gamma$  rádioaktívne jadrá, keďže pri prechode do základného stavu vysielajú elektromagnetické vlnenie vysokej energie, spadajúce do oblasti  $\gamma$  žiarenia.

Pri vyšších energiách popis jadrovej reakcie cez zložené jadro nevyhovuje. Primárna častica alebo jadro s relatívnou rýchlosťou

$$\beta = \frac{\nu}{c} > 0.7 \quad , \tag{22}$$

prechádza jadrovou hmotou terčového jadra veľmi rýchlo, takže sa nestihne vytvoriť zložené jadro, čiže nestihne sa rozdeliť celá energia primárnej častice na jadro.

Pri vysokých interakčných energiách je väzbová energia interagujúcich jadier zanedbateľná voči primárnej energii. V tom prípade môžeme jadro považovať za oblasť, kde je niekoľko prakticky nezávislých nukleónov. V prípade reakcie nukleónu vysokej energie s jadrom dochádza k interakcii primárneho nukleónu s viacerými nukleónmi jadra. Pri tejto nukleónovo - nukleónovej reakcii sú generované  $\pi$  mezóny, prípadne ďalšie nestabilné elementárne častice.

#### 1.3 Prechod jadrového žiarenia látkovým prostredím

Pri prechode rýchlych častíc prostredím, dochádza k vzájomnému pôsobeniu medzi časticami a atómami prostredia. Spôsob interakcie jednotlivých druhov jadrového žiarenia s prostredím je rôzny. Ťažké nabité častice s malým nábojom (z = 1, 2) interagujú s látkovým prostredím prevažne dvoma spôsobmi:

- > pružným rozptylom na jadrách prostredia,
- > nepružnou zrážkou s atómami prostredia.

Nabitá častica, ktorá sa pohybuje v okolí atómového jadra, zmení v dôsledku interakcie s coulombovským elektrostatickým poľom jadra smer o určitý uhol  $\Theta$ . Pri

prechode hustým prostredím sa nabitá častica rozptyľuje na všetkých jadrách, ktoré ležia pozdĺž jej dráhy. Tento proces postupného pružného rozptylu častice na atómových jadrách prostredia sa nazýva mnohonásobným coulombovským rozptylom. Stredný uhol  $\overline{\Theta}$  mnohonásobného coulombovského rozptylu častice s hmotnosťou *M* a rýchlosťou *v*, po prejdení dráhy *x* je úmerný:

$$\overline{\Theta} \sim \frac{Z.z\sqrt{x}.\sqrt{N}}{M.v^2} \quad , \tag{23}$$

kde N je hustota atómov prostredia, t.j. počet atómov v 1 cm<sup>3</sup> a Z je protónové číslo prostredia.

V dôsledku mnohonásobného coulombovského rozptylu dochádza k zmene smeru pohybu ťažkej nabitej častice, ale len k nepatrnej zmene kinetickej energie častice. Pomer straty kinetickej energie pri mnohonásobnom coulombovskom rozptyle  $\left(\frac{dW}{dx}\right)_c$  k strate kinetickej energie v dôsledku nepružných zrážok  $\left(\frac{dW}{dx}\right)_{ion}$  závisí od kinetickej energie častice a protónového čísla prostredia. Napríklad protóny s kinetickou energiou 10 MeV strácajú v dôsledku mnohonásobného coulombovského rozptylu v hliníku 0,09 % W a v olove 0,17 % W.

Ťažké nabité častice ( $\alpha$  častice a protóny) strácajú kinetickú energiu hlavne pri nepružných zrážkach s atómami prostredia. Pri tomto procese sa kinetická energia nabitej častice spotrebuje na vzbudenie a ionizáciu atómov prostredia. Ionizačné straty na jednotke dĺžky dráhy častice s hmotnosťou M a s nábojom *z.e* sú pri kinetickej energii častice W rovné:

$$\left(\frac{dW}{dx}\right)_{ion} = \frac{4\pi NZz^2 e^4}{m_e v^2} \left[ \ln \frac{2m_e v^2}{\bar{I}} - \ln(1-\beta^2) - \beta^2 \right] \quad , \tag{24}$$

kde  $m_e$  je pokojová hmotnosť elektrónu, v je rýchlosť častice,  $\beta$  je relatívna rýchlosť ( $\beta = v/c$ ) a  $\overline{I}$  je stredný ionizačný potenciál atómov prostredia. Stredný ionizačný potenciál  $\overline{I}$  sa mení od hodnoty 15,6 eV pre vodík po hodnotu 705 eV pre olovo. Závislosť ionizačných strát kinetickej energie  $\left(\frac{dW}{dx}\right)_{ion}$  od kinetickej energie častice v jednotkách pokojovej energie častice (pre protón) je znázornená na obr. 8.



Obr.8 : Závislosť ionizačných strát kinetickej energie protónu  $\frac{dW}{dx}$  od kinetickej energie protónu, vyjadrenej v jednotkách pokojovej energie protónu.

Z grafu vidno, že pri vysokých energiách ( $v \approx c$ ) veličina  $\left(\frac{dW}{dx}\right)_{ion}$  prakticky nezávisí na kinetickej energii častice, a to až po hodnotu, keď kinetická energia častice klesne približne na hodnotu rovnú pokojovej energii ( $W=mc^2$ ). Pri ďalšom poklese kinetickej energie ionizačná schopnosť častice, a tým aj ionizačné straty  $\left(\frac{dW}{dx}\right)_{ion}$ rýchlejšie rastú až kým rýchlosť častice nie je porovnateľná s orbitálnou rýchlosťou elektrónov. Pri takej nízkej kinetickej energii častica zachytáva elektróny prostredia, jej náboj sa neutralizuje, častica stráca ionizačnú schopnosť a je prostredím absorbovaná.

Pre určitú časticu a určité prostredie je veličina  $\frac{dW}{dx}$  závislá jedine od kinetickej energie častice

$$\frac{dW}{dx} = f(W) \qquad . \tag{25}$$

Integrovaním tohto vzťahu cez všetky hodnoty W od nuly do počiatočnej kinetickej energie častice  $W_0$ , dostaneme celkový dolet častice R v danom prostredí

$$R = \int_{O}^{W_0} \frac{dW}{f(W)} \qquad . \tag{26}$$

Experimentálne bolo zistené, že závislosť medzi počiatočnou kinetickou energiou častice  $W_0$  a jej doletom R možno vyjadriť vzťahom:

1

$$R = k W_0^n \qquad . \tag{27}$$

Hodnoty k a n závisia od hmotnosti, náboja častice a od prostredia, ktorým častica prechádza. Medzi kinetickou energiou  $\alpha$  častíc emitovaných prirodzenými rádioizotopmi a ich doletom vo vzduchu platí približný vzťah:

$$R_{a}(cm) = 0.318 W^{3/2} (MeV) \qquad (28)$$

Keďže kinetická energia  $\alpha$  častíc emitovaných rádioaktívnymi izotopmi leží v intervale 4 MeV < W<sub>\alpha</sub> < 11 MeV, potom dolet týchto častíc vo vzduchu je v intervale 2,5 cm < R<sub>\alpha</sub> < 10 cm (obr.9).



Obr.9: Stredný dolet alfa častíc vo vzduchu v závislosti od ich energie.

Pri vyšších energiách do 200 MeV vzrastie exponent *n* z hodnoty 1,5 na hodnotu 1,8 a približná závislosť medzi doletom  $\alpha$  častice vo vzduchu a jej energiou  $W_{\alpha}$  má tvar:

$$R_{\alpha}(m) = \left(\frac{W_{\alpha}}{37,2}\right)^{1,8} (MeV) \qquad .$$
<sup>(29)</sup>

Pre dolet protónov s počiatočnou kinetickou energiou  $W_p$  do 200 MeV platí približný vzťah:

$$R_{p}(m) = \left(\frac{W_{p}}{9,3}\right)^{1,8} (MeV) \qquad .$$
(30)

Ak je kinetická energia  $\alpha$  častíc alebo protónov väčšia ako coulombovská bariéra jadier prostredia, môže dôjsť k jadrovej reakcii medzi ťažkými nabitými časticami a jadrami prostredia. Pri vysokých kinetických energiách  $W \approx 10^3$  MeV sú ionizačné straty malé a značná časť častíc je absorbovaná pri jadrovej reakcii. K jadrovej reakcii napríklad s jadrom uhlíka môže dôjsť, len keď je kinetická energia protónu  $W_p > 30$  MeV a kinetická energia  $\alpha$  častice  $W_{\alpha} > 100$  MeV. V oblasti nižších energií interagujú nabité častice pružne s atómovými jadrami prostredia a nepružne s elektrónmi atómového obalu. V oboch prípadoch ide o elektromagnetickú interakciu. Naproti tomu neutróny interagujú s prostredím prevažne prostredníctvom jadrových síl. Interakcia neutrónov s jadrami prebieha viacerými spôsobmi. Pri pružnom rozptyle neutrónov na atómových jadrách odovzdáva neutrón časť kinetickej energie jadru. U niektorých jadier je pravdepodobnosť pružného rozptvlu neutrónov pomerne vysoká. Neutrón sa viacerými po sebe nasledujúcimi pružnými zrážkami postupne spomaľuje, až kým jeho kinetická energia nie je porovnateľná s tepelným pohybom atómov prostredia. Takéto neutróny sa nazývajú tepelné. Tieto sa pohybujú v prostredí dovtedy, kým nie sú niektorým jadrom pohltené. U niektorých jadier dochádza k pohlteniu neutrónov i s vyššou kinetickou energiou než akú majú tepelné neutróny. Tento proces sa nazýva radiačným záchytom neutrónov, kedže jadro pri pohltení neutrónu vysiela gama žiarenie.

Pri interakcii neutrónu s jadrom môže dôjsť i k jadrovej reakcii typu:

$$n + A \to B + b \qquad (31)$$

Jadrové reakcie vyvolané neutrónmi, pri ktorých je uvoľňovaná nabitá sekundárna častica, sa využívajú pri detekcii neutrónov. Napríklad pri interakcii neutrónu s jadrom bóru  ${}^{10}_{5}B$  je uvoľnená  $\alpha$  častica:

$${}_{0}^{1}n + {}_{5}^{10}B \to {}_{3}^{7}Li + {}_{2}^{4}\alpha , \qquad (32)$$

 $\alpha$  častice ionizujú atómy prostredia, ktorým prechádzajú, a preto sú ionizačnými detektormi detegovateľné, na rozdiel od neutrónov, ktorých ionizačná schopnosť je zanedbateľná. Okrem  $\alpha$  častíc sú pri jadrových reakciách vyvolaných neutrónmi uvoľňované i protóny a neutróny. Pravdepodobnosť realizácie určitého typu jadrovej reakcie silne závisí od zloženia terčového jadra *A* a je zložitou funkciou kinetickej energie neutrónov.

Ďalším dôležitým druhom interakcie neutrónov s atómovými jadrami je štiepenie jadier. Pri pohltení neutrónu ťažkými jadrami (izotopy tória, uránu a transuránov) dochádza k rozštiepeniu týchto jadier na dve stredne ťažké jadrá. Súčet atómových čísel produktov štiepenia je rovný protónovému číslu jadra pred rozštiepením. Pri štiepení jadier sú uvolňované neutróny a značná energia. Proces spomaľovania a pohlcovania neutrónov ako i štiepenie jadier hrajú dôležitú úlohu pri konštrukcii jadrových reaktorov.

Elektróny uvoľnené pri  $\beta$  rozpade strácajú kinetickú energiu jednak pri ionizácii a excitácii atómov prostredia, jednak v dôsledku vysielania radiačného (brzdného) žiarenia. K ionizačným stratám kinetickej energie elektrónov dochádza podobne ako u protónov a  $\alpha$  častíc. Radiačné žiarenie je vysielané na úkor kinetickej energie elektrónov pri nerovnomernom pohybe elektrónov v elektrostatickom poli jadra. Elektróny spomalené následkom ionizácie a vyžarovania radiačného žiarenia rozptyľujú sa v coulombovskom poli atómov prostredia na veľké uhly. Viacnásobnými pružnými zrážkami elektróny podstatne zmenia smer pohybu, čím dochádza k oslabeniu primárného zväzku elektrónov. Interakcia  $\beta$  žiarenia s látkovým prostredím je podrobnejšie popísaná v úlohe č.6.

Gama žiarenie interaguje s látkou v podstate troma spôsobmi:

a) Fotoelektrickým javom, pri ktorom celá energia gama kvanta  $E_{\gamma}$  sa spotrebuje na uvoľnenie elektrónu z atómového obalu a na jeho kinetickú energiu.

b) Comptonovým efektom, pri ktorom sa kvantum gama žiarenia pružne rozptyľuje na voľnom alebo kvázivoľnom elektróne (energia fotónu  $E_{\gamma}$  je väčšia než väzbová energia elektrónu, takže väzbu elektrónu v atómovom obale možno zanedbať).

c) Pri tvorení elektrónovo - pozitrónového páru sa energia fotónu  $E_{\gamma}$  zmení na pokojovú energiu elektrónu a pozitrónu a na ich kinetickú energiu. Podrobnejšie sa interakciou gama žiarenia s látkovým prostredím zaoberáme v úlohách č.8. a 9.

### 2 Detektory jadrového žiarenia

V tejto časti sú stručne popísané princípy činnosti detektorov elementárnych častíc, ich klasifikácia, základné charakteristiky a oblasti použitia jednotlivých typov detektorov. S detektormi, ktoré sa používajú na laboratórnych cvičeniach, sa podrobnejšie zoznámime pri jednotlivých úlohách.

Detektory elementárnych častíc sú najdôležitejšími prvkami väčšiny prístrojov a experimentálnych zariadení, ktoré sa používajú v jadrovej fyzike, vo fyzike elementárnych častíc a pri využití rádioaktívnych izotopov v technike a iných oblastiach. Detekcia elementárnej častice alebo kvanta elektromagnetického žiarenia je vždy spojená s interakciou častice alebo kvanta s látkou registračného zariadenia (detektora) a princíp práce detektora je v značnej miere daný efektom, ktorý túto interakciu vyvolá. Elementárne častice pri prechode látkovým prostredím strácajú energiu v interakciách s elektrónmi a jadrami atómov prostredia. Pritom častica alebo fotón môže stratiť všetku energiu alebo len jej časť, po častiach alebo naraz, podľa typu interakcie. Detektor častíc transformuje energiu, ktorá sa v ňom uvoľnila v tej alebo onej forme pri prechode častice, na taký druh energie, aby sa dala registrovať. Interakcia žiarenia s látkovým prostredím sa podrobnejšie rozoberá v kapitole 1.3 "Prechod jadrového žiarenia látkovým prostredím".

Detektory, ktoré sa používajú v súčasnosti, umožňujú registrovať prítomnosť častíc, identifikovať typ žiarenia, jeho energiu a aktivitu meranej rádioaktívnej vzorky, merať ich ionizačnú schopnosť, celkovú energiu, rýchlosť a zviditeľňovať stopy častíc. Medzi základné charakteristiky detektorov patrí :

- účinnosť detektora,
- mŕtva doba detektora,
- pozadie detektora,
- minimálna a maximálna detegovateľná aktivita žiarenia,
- energetická, priestorová a časová rozlišovacia schopnosť detektora,
- doba života detektora.

*Účinnosť detektora* je definovaná ako pomer počtu zaregistrovaných častíc N a celkového počtu častíc  $N_{0}$ , ktoré sa dostali do pracovného objemu detektora.

Keď sa registrovaná častica dostane do detekčného prostredia, trvá istý čas, kým sa uskutoční proces ionizácie, dôjde k zberu vytvoreného elektrického náboja alebo prechodu vzbudených atómov do základného stavu. Počas tejto doby detektor nie je schopný registrovať ďalšie častice. *Mŕtva doba* detektora je minimálny časový interval, ktorý uplynie od zaregistrovania jednej častice do okamihu, keď je detektor schopný registrovať ďalšiu časticu.

Čo sa týka *pozadia detektora*, na výstupe každého reálneho detektora sa objavia impulzy aj vtedy, ak sa v blízkosti detektora nenachádza žiaden zdroj žiarenia. Tieto impulzy – pozadie môžu byť spôsobené časticami kozmického žiarenia, ktoré dopadajú na detektor, rádioaktivitou zemskej kôry a okolitých predmetov, tiež to môže byť šum detektora a elektroniky. Zníženie pozadia detektora je dôležité najmä pri meraní nízkych aktivít, napr. pri meraní vzoriek životného prostredia.

Spektrometrické detektory sa vyznačujú tým, že veľkosť amplitúdy výstupného impulzu je priamo úmerná energii registrovanej častice. Dôležitým parametrom spektrometra je jeho energetické rozlíšenie, t.j. aké dve blízke hodnoty energie žiarenia dokáže ešte odlíšiť. K nameranému amplitúdovému rozdeleniu impulzov je možné priradiť príslušné energetické spektrum na základe kalibrácie detektora pomocou etalónu so známou hodnotou energie. *Energetickú rozlišovaciu schopnosť*  $\Delta E$  je možné vyjadriť ako celkovú šírku prístrojového píku v polovici jeho výšky (zvykne sa označovať ako FWHM - Full Width at Half Maximum),  $\Delta E$  sa dá potom vyjadriť

napríklad v jednotkách energie alebo ako percentuálny pomer R =  $\frac{\Delta E}{E} 100\%$ . Ak je  $\Delta E$ 

= f(E), je potrebné uviesť, k akej energii sa udaná rozlišovacia schopnosť vzťahuje.

Vhodný výber detektora na dané meranie závisí najmä od typu žiarenia a jeho energie, meranej aktivity, formy a skupenstva vzorky a tiež od požadovanej presnosti merania.

Detektory môžeme rozdeliť podľa rôznych hľadísk do rôznych skupín, napríklad podľa látkového prostredia, s ktorým ionizujúca častica interaguje, na :

- plynové,
- kvapalné,
- tuhé.

Podľa fyzikálneho procesu, ktorý sa využíva na detekciu, môžeme detektory rozdeliť na:

- plynové,
- polovodičové,
- scintilačné,
- Čerenkovove,
- dráhové.

Detektory tiež môžeme klasifikovať podľa toho, aký typ častíc dokážu registrovať – detektory určené na registráciu alfa, beta, gama žiarenia, detektory na registráciu neutrónov, miónov a pod.

Z hľadiska toho, či a akým spôsobom dokážu detektory merať energiu častíc, potom možno rozlišovať :

- detektory, ktoré dokážu častice len registrovať (napr. Geigerov –Müllerov detektor),
- spektrometrické detektory,
- ➢ kalorimetre.

#### 2.1 Plynové detektory

Detekčným médiom tohto typu detektorov je plyn uzavretý medzi dvoma elektródami, anódou a katódou. Geometria elektród býva rôzna, napr. vo forme rovinného kondenzátora alebo valca s vláknom v osi. Podľa napätia, privedeného na elektródy, je možné rozdeliť plynové detektory na:

a) ionizačné komory,

b) proporcionálne detektory,

c) Geigerove -Müllerove detektory,

d) korónové a iskrové komory.

Energia potrebná na vytvorenie páru iónov v plyne je 20 - 40 eV. Na obr.10 je znázornená voltampérová charakteristika plynového detektora – závislosť počtu pozbieraných iónov, resp. prúdu od napätia U na detektore. Na obrázku sú vyznačené oblasti:

A – oblasť rekombinácie iónov. Pri malom napätí ióny rekombinujú skôr ako stihnú doletieť na elektródy, namerali by sme len veľmi malý signál, táto oblasť sa nevyužíva na detekciu ionizujúceho žiarenia.

B – oblasť nasýteného prúdu, v tejto oblasti pracujú ionizačné komory.

C – oblasť proporcionality – využívajú proporcionálne detektory.

D – oblasť čiastočnej proporcionality.

E – oblasť G-M detektorov.

Za oblasťou E nasleduje ešte oblasť korónového a iskrového výboja.



Obr.10: Voltampérová charakteristika plynového detektora pre  $\alpha$  a  $\beta$  častice.

#### a) Ionizačné komory

Ionizačné komory pracujú v oblasti B (pozri obr. 10). V tejto oblasti ióny, ktoré vznikli interakciou detegovanej častice s atómami plynovej náplne, sú urýchlené natoľko, že je možné zanedbať rekombináciu kladných a záporných iónov, takže prakticky všetok náboj vytvorený detegovanou časticou v pracovnom objeme je zozbieraný na elektródach detektora. Prúd tečúci detektorom vyvoláva na pracovnom odpore R napäťový impulz s amplitúdou  $U_R$ , úmernou množstvu primárne vytvorených párov iónov (pozri obr. 11). Ionizačnou komorou je teda možné určovať ionizačné straty energie detegovaných častíc.

V aplikáciach sa ionizačná komora väčšinou používa na detekciu silne ionizujúcich častíc (napr.  $\alpha$  častice) alebo na meranie vysokých aktivít, pretože v týchto

prípadoch je ionizačný efekt dostatočne veľký a nevznikajú problémy pri stavbe registračnej elektroniky. Podľa spôsobu použitia možno rozdeliť ionizačné komory na prúdové a impulzné. Pomocou prvých sa meria integrálny ionizačný prúd, vyvolaný žiarením, druhými sa meria ionizácia, vyvolaná jednotlivými časticami.



Obr.11: Schéma zapojenia ionizačnej komory: IK- ionizačná komora, A-anóda, K-katóda, U- zdroj napätia, R-pracovný odpor, C- kapacita IK, dč-detegovaná častica

#### b) Proporcionálne detektory

Proporcionálne detektory pracujú v oblasti C (obr.10). V tejto oblasti môže elektrón na strednej voľnej dráhe nadobudnúť energiu väčšiu ako je ionizačná energia atómov plynovej náplne, ionizuje nárazom, čím pribúda k primárnemu ionizačnému efektu sekundárny efekt - ionizácia nárazom. Výsledný ionizačný efekt je väčší, ale v oblasti C je proporcionálny primárnej ionizácii. Zväčšenie ionizačného efektu je charakterizované koeficientom zosilnenia *m*. V tejto oblasti býva *m* menšie ako  $10^3$ . Úmerne vzrastá aj napäťový impulz na odpore R, takže nároky na elektronické zariadenie, ktoré spracúva informáciu z proporcionálneho počítača, sú menšie ako v prípade ionizačnej komory.

Ďalšou výhodou tohto typu detektora v porovnaní s ionizačnou komorou je kratšia rozlišovacia doba, t.j. časový interval, ktorý uplynie medzi okamihom preletu častice objemom detektora do okamihu objavenia sa výstupného impulzu. Táto kratšia rozlišovacia doba je spôsobená väčšou pohyblivosťou elektrónov.

Proporcionálnym detektorom je možné registrovať častice, určovať energiu a merať ionizačnú schopnosť častíc. Používa sa na detekciu  $\alpha$  a  $\beta$  žiarenia, neutrónov a vo fyzike častíc vysokých energií. Pri detekcii neutrónov je nutné najprv "konvertovať" neutrálny neionizujúci neutrón na časticu, ktorá je schopná ionizovať. Na to sa často využíva nasledovná jadrová reakcia

$${}^{10}_{5}B + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{7}_{3}Li + {}^{4}_{2}He \qquad .$$
(33)

Uvoľnená α častica potom spôsobuje primárnu ionizáciu.

Vo fyzike vysokých energií sa používa proporcionálna komora, ktorá pri zachovaní vlastností proporcionálneho detektora pracuje naviac aj ako dráhový detektor. Je to systém rovnobežných vlákien medzi vysokonapäťovými elektródami. Každé vlákno pracuje ako nezávislý proporcionálny detektor. Vzdialenosť medzi vláknami býva 1-3 mm a s odpovedajúcou presnosťou je možné určiť súradnice dráhy častice.

#### c) Geigerove -Müllerove detektory

Geigerov – Müllerov (GM) detektor pracuje v oblasti E. Výsledný ionizačný efekt nezávisí v tejto oblasti na veľkosti primárnej ionizácie. Je to vidieť na priebehu voltampérovej charakteristiky pre  $\alpha$  častice, resp.  $\beta$  častice uvedenej na obr.10. Pri vyšších napätiach (oblasť E) splynú tieto priebehy napriek tomu, že primárny ionizačný efekt spôsobený  $\alpha$  časticou je zhruba o dva rády väčší ako ionizačný efekt spôsobený  $\beta$  časticou. Je to v dôsledku vysokej hodnoty koeficientu plynového zosilnenia *m* pri týchto napätiach ( $m \sim 10^8$ ). Výboj sa vždy rozšíri do celého objemu detektora. Amplitúda výstupného impulzu je veľká, rádovo desiatky voltov, takže registračné zariadenie je relatívne jednoduché (obr. 12). GM detektorom je možné registrovať  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  žiarenie, neutróny a vysokoenergetické častice. Pri detekcii  $\gamma$  žiarenia je nutné najprv konvertovať  $\gamma$  kvantum na časticu schopnú ionizovať. Tieto procesy sú opísané v kapitole 1.3 "Prechod jadrového žiarenia látkovým prostredím".



Obr.12: Princíp zapojenia Geigerovho – Müllerovho počitača.

#### d) Korónové a iskrové komory

Korónový výboj vzniká medzi Geigerovou – Müllerovou oblasťou a iskrovým výbojom. Na detekciu ionizujúceho žiarenia sa korónový výboj začal využívať v 50. rokoch minulého storočia. Registrácia nabitých častíc v korónovom počítači je rovnaká ako v ľubovoľnom plynovom detektore. Korónový počítač je určený na detekciu silne ionizujúcich častíc (alfa častice, protóny...), nedokáže ale registrovať žiarenie s malou ionizačnou schopnosťou (napr. beta žiarenie). Pri normálnom pracovnom režime je

v tomto počítači stála ionizácia plynu, ktorá vytvára tzv. korónový prúd, ktorý spôsobuje na výstupnom odpore počítača niekoľko milivoltové impulzy. Pri prelete ionizujúcej častice výbojovým priestorom vzniká dodatočná ionizácia spôsobená časticou. Táto dodatočná ionizácia v prípade slabo ionizujúcich častíc je malá a nedá sa zaznamenať na pozadí impulzov od koróny, v prípade silne ionizujúcich častíc je o rád vyššia ako ionizácia od koróny. Tento príspevok k ionizácii v počítači je značný, čo sa prejaví na výstupe ako impluz s amplitúdou niekoľko stoviek milivoltov. Dôležitou vlastnosťou korónového počítača je zachovanie úmernosti medzi energiou dopadajúcej častice a amplitúdou výstupného impluzu.

Iskrové komory pracujú so vzduchovou plynovou náplňou pri normálnom tlaku. Katóda je rovinná kovová elektróda, anódou je tenké vlákno, vzdialené od katódy 1,5 -2 mm alebo paralelná kovová elektróda. Pracovné napätie sa volí tak, aby medzi elektródami tiekol konštantný prúd korónového výboja. Ak ožiarime priestor medzi elektródami  $\beta$  časticami alebo  $\gamma$  kvantami, nevzniká v dôsledku malej ionizačnej schopnosti žiadny efekt. Pri ožiarení  $\alpha$  časticami sa však charakter výboja rýchlo mení a v mieste preletu  $\alpha$  častice preskočí iskra. Vďaka tomu je možné použiť iskrový detektor k registrácii  $\alpha$  častíc na silnom pozadí  $\beta$  alebo  $\gamma$  žiarenia.

Usporiadanie niekoľkých planparalelných iskrových detektorov nad sebou tvorí iskrovú komoru. Pri prelete ionizujúcej častice takýmto systémom vznikajú pozdĺž dráhy častice iskrové výboje, ktoré je možné vyfotografovať (obr.13). Tak je možné nielen stanoviť miesto preletu častice, ale aj s dostatočnou presnosťou určiť sklon dráhy v priestore.



Obr.13 : Iskrové výboje pozdĺž dráhy častice v iskrovej komore.

#### 2.2 Polovodičové detektory

Podobne ako sa využíva ionizácia plynu v ionizačnej komore, je možné aj v pevných látkach využiť produkciu voľných nosičov náboja na detekciu ionizujúceho

žiarenia. Výhodou polovodičových detektorov je, že stredná energia potrebná na vytvorenie páru elekrón – diera je napr. v kremíku len 3,6 eV, pre porovnanie - stredná ionizačná energia pre plynové detektory je približne 30 eV a scintilačné až okolo 300 eV. Pritom musia byť splnené nasledujúce dôležité podmienky. Doba života nosičov náboja, t.j. stredný časový interval medzi ich produkciou a ich rekombináciou alebo zachytením, musí byť dlhšia než je zberací čas. Krátky zberací čas predpokladá veľkú pohyblivosť nosičov a silné zberacie pole. Napriek veľkej intenzite musí zostať prúd medzi elektródami bez prítomnosti rádioaktívneho žiarenia veľmi malý, t.j. detekčné médium musí byť prakticky izolátor. Poslednou, no nie menej závažnou, je požiadavka, aby na vytvorenie párov nosičov náboja bola spotrebovaná čo najmenšia energia. Tým sa dosiahne väčšia amplitúda impulzov a zlepší sa rozlišovacia schopnosť. Elektronické zapojenie polovodičových detektorov je podobné ako u ionizačných komôr, je ale potrebný nábojovo citlivý predzosilňovač.

Keďže polovodiče sú materiály s veľmi úzkym zakázaným pásmom, stačí malá energia na to, aby elektróny "preskočili" do vodivostného pásma. Nosičmi náboja sú elektróny a diery a podľa majoritného nosiča rozlišujeme polovodiče typu "n" a "p". Pri styku dvoch materiálov opačného typu dôjde k vytvoreniu "ochudobnenej" vrstvy – bez voľných nosičov náboja (obr. 14). Ak touto oblasťou preletí ionizujúca častica, môže vytvoriť elektróny a diery, ktoré však mimo ochudobnenej oblasti rekombinujú a signál stratíme. Ak rozšírime ochudobnenú oblasť na celý objem detektora pripojením vhodného záverného napätia, nosiče náboja môžu driftovať k príslušným elektródam.



Obr. 14: Schéma zapojenia polovodičového detektora.

Z elektronického hľadiska je teda polovodičový detektor v podstate dióda zapojená v elektrickom obvode cez veľký ohmický odpor v závernom smere. Ak na povrchu kryštálu s dierovou vodivosťou (p-kryštál), vytvoríme vrstvu s elektrónovou vodivosťou (n-vrstvu), potom voľné elektróny z n-vrstvy difundujú do hĺbky p-kryštálu, kde je koncentrácia elektrónov vo vodivostnej zóne veľmi malá a naopak, diery difundujú z p-kryštálu do n-vrstvy. Výsledkom je, že niektoré z neutrálnych donorových atómov sa stanú kladnými (ich počet je rovný počtu elektrónov, ktoré difundovali do p-kryštálu) a v p-kryštále už nie je záporný náboj niektorých akceptorových atómov kompenzovaný kladným nábojom, pretože určité množstvo dier difundovalo do n-

vrstvy. Týmto spôsobom sa v oblasti p-n prechodu vytvoria rovnako veľké priestorové náboje s opačnou polaritou, navzájom veľmi málo vzdialené (rádovo desiatky µm.) Priestorové náboje nahromadené v oblasti p-n prechodu vytvárajú elektrické pole hrajúce úlohu potenciálnej bariéry, ktorá bráni difúzii elektrónov a dier. S rastom výšky bariéry klesá rýchlosť difúzie.

Keď výška bariéry dosiahne určitý rozdiel potenciálov, vytvorí sa rovnovážny stav, v ktorom difúzia prestáva, takže bez externej produkcie voľných nosičov náboja netečie v oblasti p-n prechodu, medzi elektródami vodivo spojenými s n-, resp. p-vrstvou, prakticky žiaden prúd.

Ionizujúca častica, pri prechode n-p bariérou, porušuje rovnováhu, vytvára voľné nosiče nábojov, ktoré sú zberané elektrickým poľom a formujú prúdový signál, podobne ako v ionizačnej komore. Šírku bariéry je možné meniť zmenou vonkajšieho potenciálu, priloženého k elektródam.

Základné typy polovodičových detektorov sú PVD s p-n prechodom a PVD s povrchovou bariérou. Polovodičové detektory sú vyrobené väčšinou z kryštálov germánia, buď so stopovým množstvom lítia, tzv. driftové detektory Ge(Li) alebo zo superčistého germánia (High Purity Germanium – HPGe), alebo sú vyrobené na báze kremíku (Si(Li) detektory). Tieto detektory však musia byť chladené kvapalným dusíkom, aby nepokračovala difúzia lítia. PVD s povrchovou bariérou sú tvorené n-alebo p- polovodičom, na povrchu ktorého je nanesená tenká vrstva kovu, napr. zlata, ktorá je zároveň aj druhou elektródou.

Na detekciu alfa častíc je výhodné používať PVD s minimálnou hrúbkou ochudobnenej oblasti tak, aby bola približne rovná doletu alfa častíc meraných energií, čím možno značne znížiť pozadie detektora. Na detekciu beta častíc je možné použiť tie isté PVD ako na spektrometriu alfa žiarenia, avšak vzhľadom na väčší dolet beta častíc v kremíku je vhodné použiť detektory s hrúbkou ochudobnenej vrstvy 0,5 - 5 mm (podľa maximálnej hodnoty registrovaných beta častíc). PVD vďaka vysokej energetickej rozlišovacej schopnosti sú často používanými detektormi pri aplikáciách aj v gama spektrometrii. K ich výhodám patrí proporcionalita medzi energiou úplne absorbovaného gama kvanta a amplitúdou výstupného impulzu, rýchly priebeh interakcie a zberu náboja, vynikajúca energetická rozlišovacia schopnosť, ktorá umožňuje identifikovať aj niekoľko desiatok rôznych izotopov v jednej vzorke, možnosť vyrobiť detektory rôznych tvarov, a tiež napr. nízke pracovné napätie. Nevýhodou je potreba chladenia kvapalným dusíkom, nutnosť použiť kvalitnú nízkošumovú elektroniku a nezanedbateľná je i pomerne vysoká cena týchto detektorov.

Vhodné vlastnosti PVD umožňujú ich miniaturizáciu a integráciu jednotlivých polovodičových elementov do multidetektorových systémov. Multidetektorové polovodičové systémy môžu poskytovať informáciu jednak o energii registrovaného žiarenia, ale aj o mieste dopadu jednotlivých ionizujúcich kvánt alebo o dráhach prechádzajúcich častíc, takže majú aj zobrazovacie vlastnosti. Najčastejšie používané polovodičové multidetektorové systémy sú:

- pole polovodičových detektorov
- pixelové polovodičové detektory (SPD Semiconductor Pixel Detector)
- polovodičové driftové detektory (SDD Semiconductor Drift Detector).

#### 2.3 Scintilačné detektory

Scintilačný detektor je založený na využití vlastností luminiscenčných látok scintilátorov. Pri prechode rádioaktívneho žiarenia týmito látkami je emitované svetlo vo viditeľnej a ultrafialovej oblasti spektra. Tento svetelný záblesk je v druhej časti scintilačného detektora, tvorenej fotonásobičom, konvertovaný na elektrický impulz, ktorý je ďalej zosilnený elektronickým zosilňovačom a registrovaný počítačom impulzov. V dôsledku veľmi dobrých časových vlastností a veľkej rôznorodosti scintilátorov (materiál, tvar) je scintilačný detektor jeden z najpoužívanejších pri detekcii rádioaktívneho žiarenia. Výberom vhodného scintilátora je možné registrovať prakticky každý druh žiarenia. V praxi sa veľmi často využívajú ako spektrometrické detektory.

Scintilačný detekčný systém tvorí scintilačná sonda, zosilňovací systém a čítač impulzov. Hlavnou časťou scintilačnej sondy je scintilátor, v ktorom sa energia detegovanej častice konvertuje na svetlo. Scintilátorom je luminiscenčná látka. Zosilňovací systém pozostáva z fotonásobiča s vysokonapäťovým deličom pre dynódy, katódového sledovača a zosilňovača.

Častica rádioaktívneho žiarenia pri prechode scintilátorom produkuje veľmi slabý svetelný záblesk – fotóny, ktoré pri dopade na fotokatódu fotonásobiča uvoľňujú fotoelektrickou emisiou niekoľko elektrónov. Počet elektrónov je na dynódovom systéme znásobený faktorom  $10^6 - 10^7$ . Svetelné záblesky sú takto konvertované na elektrické signály, ktoré sa objavia na anóde fotonásobiča – obr.15. Amplitúda impulzov je rádovo milivolty, preto sú ďalej zosilňované elektronickým zosilňovačom na úroveň potrebnú pre čítač impulzov. Katódový sledovač slúži na impedančné prispôsobenie výstupu fotonásobiča ku vstupu zosilňovača, resp. ku koaxiálnemu káblu, ak je impulz prenášaný na väčšiu vzdialenosť.

Fotonásobič (obr.16) má funkciu fotočlánku a prúdového zosilňovača s vysokým koeficientom zosilnenia. Skladá sa z fotokatódy, anódy a systému dynód, ktoré sú z materiálu s veľkým koeficientom sekundárnej emisie elektrónov. V scintilačnom počítači pracuje fotonásobič v impulznom režime. Účinkom svetelného záblesku, ktorý vznikol v scintilátore, sú z fotokatódy vyrazené elektróny, ktoré sú potom elektrickým poľom fokusované na prvú dynódu. Prvá dynóda má vzhľadom ku fotokatóde kladný potenciál, takže elektróny na dráhe od fotokatódy k dynóde sú urýchľované. Nadobúdajú energiu dostatočnú k uvoľneniu 3-5 sekundárnych elektrónov z povrchu dynódy. Sekundárne elektróny sú fokusované na nasledujúcu dynódu, ktorá je voči predchádzajúcej kladnejšie nabitá.Tento proces sa opakuje v celom dynódovom systéme a výsledkom je, že na anódu, ktorá má najvyšší kladný potenciál, dopadá z poslednej dynódy mnohonásobne zosilnený prúd elektrónov. Ak je  $N_e$  počet fotoelektrónov, uvoľnených z fotokatódy, potom na anódu dopadne počet elektrónov  $N_a$  daný vzťahom

$$N_a = N_e \,\sigma^n \quad , \tag{34}$$

kde  $\sigma$  je koeficient sekundárnej emisie elektrónov a *n* je počet dynód. Predpokladá sa, že  $\sigma$  je rovnaké pre všetky dynódy, to znamená, že fotonásobič pracuje v lineárnom režime a amplitúda impulzu na výstupe je úmerná počtu elektrónov, vyrazených z fotokatódy, t.j. intenzite svetla, ktoré dopadlo na fotokatódu. Materiál, z ktorého je fotokatóda, má malú výstupnú prácu.



Obr.15 : Schéma scintilačného detektora.



#### Obr.16: Fotonásobič.

Najdôležitejšou vlastnosťou spektrometrického scintilačného počítača je zachovávanie proporcionality medzi intenzitou svetelného záblesku, produkovaného v scintilátore a energiou, stratenou v ňom detegovanou časticou. Takto pri konštantnom zisku fotonásobiča aj amplitúda každého napäťového impulzu na výstupe fotonásobiča je úmerná tejto energii. Ak zmeriame amplitúdové rozdelenie impulzov, môžeme získať informáciu o energetickom spektre detegovaného žiarenia. Amplitúdové rozdelenie sa meria pomocou amplitúdového analyzátora. Po okalibrovaní systému rádioaktívnym

zdrojom so známou energiou je možné určovať energetické spektrum neznámeho žiarenia.

Ako scintilátory sa používajú rôzne látky, čo umožňuje pre každú aplikáciu vybrať tie najvhodnejšie. Môžu to byť látky anorganické alebo organické, kvapalné, plastické aj kryštalické. V dôsledku interakcie fotónov alebo iných druhov žiarenia s molekulami alebo atómami scintilátora dochádza okrem ionizácie aj k vzbudeniu molekúl a atómov. Tieto po istom čase prechádzajú do základného stavu. Prechod je sprevádzaný vyžiarením svetla vo viditeľnej alebo ultrafialovej oblasti spektra, so spektrálnym zložením charakteristickým pre danú látku. Tento proces sa volá luminiscencia. Existujú dva druhy luminiscencie - fluorescencia a fosforescencia. V prvom prípade sú dovolené prechody zo vzbudených hladín na základné a k emisii svetla dochádza v súlade so strednou dobou života vzbudeného stavu, podľa obyčajných štatistických zákonov. Doba života vzbudeného stavu je krátka - 10<sup>-8</sup> - 10<sup>-10</sup> s.

V druhom prípade je prechod zo vzbudeného stavu do základného stavu z nejakých príčin zakázaný, vzniká metastabilný stav so strednou dobou života rádovo µs. K tomu, aby došlo k emisii svetla je nutné, aby molekula alebo atóm prešiel z nestabilného stavu do vyššieho energetického stavu, z ktorého prechod do základného stavu je dovolený. K tomu potrebná energia môže byť vzbudenou molekulou alebo atómom získaná na úkor fluktuácií energie tepelného pohybu. V niektorých scintilátoroch oba procesy prebiehajú súčasne.

Na detekciu alfa žiarenia sa používajú scintilačné detektory na báze ZnS, CdS, plastické a kvapalné scintilátory. Kvapalné scintilátory sú vlastne tuhé organické scintilátory, ktoré sú rozpustené v organickom rozpúšťadle, preto musia mať kvapalné scintilátory dve základné zložky - scintilátor a rozpúšťadlo. Výhodou kvapalných scintilátorov je to, že sa dajú upraviť do veľkých objemov. Medzi tradičné kryštalické scintilačné detektory patria NaI(Tl) a CsI(Tl) detektory. Detektory na báze NaI(Tl) sa využívajú na detekciu nabitých častíc a gama žiarenia.

#### 2.4 Čerenkovov detektor

Pri pohybe nabitej častice v izotropnom prostredí s konštantnou rýchlosť ou v, prevyšujúcou rýchlosť šírenia sa svetla v tomto prostredí (u), dochádza k emisii fotónov, vzniku tzv. Čerenkovovho žiarenia. Rýchlosť šírenia sa svetla v prostredí u, fázová rýchlosť svetla, je daná ako

$$u = \frac{c}{n} \quad , \tag{35}$$

kde *c* - je rýchlosť svetla vo vákuu, *n* je index lomu danej látky. Čerenkovovo žiarenie je emitované pod uhlom  $\theta$  k smeru pohybu častice. Uhol  $\theta$  je v nasledujúcom vzťahu k rýchlosti častice

$$\cos \theta = \frac{u}{v} = \frac{c}{n} \frac{1}{v} = \frac{1}{n\beta} , \qquad (36)$$
  
kde  $\beta = \frac{v}{c}$ .

Čerenkovovo žiarenie sa registruje obyčajne fotonásobičmi. Rýchlosť častice vyvolávajúcej žiarenie sa určuje z uhlov, pod ktorými sú emitované fotóny. Na obr. 17

je najjednoduchší typ Čerenkovovho detektora, ktorý je zložený z dielektrika, napr. plexiskla alebo inej priesvitnej organickej látky s vysokým indexom lomu n, v ktorom vzniká Čerenkovovo žiarenie. Tvarom dielektrika je možné dosiahnuť, aby čo najväčšia časť Čerenkovovho žiarenia dopadla na fotokatódu fotonásobiča.



Obr. 17: Čerenkovov detektor.

Čerenkovove detektory sú obzvlášť vhodné na detekciu častíc veľmi vysokých energií, na meranie doby preletu častíc a ich energie. Majú vysokú rozlišovaciu schopnosť, ohraničenú len vlastnosť ami fotonásobičov a zosilňovačov.

#### 2.5 Dráhové detektory

Medzi klasické typy dráhových detektorov patria jadrové emulzie, hmlové a bublinové komory.

#### a) Jadrové emulzie

Jadrové emulzie sú v podstate fotografické emulzie zložené zo zŕn bromidu strieborného rozptýleného v želatíne. Hrúbka jadrovej emulzie je zvyčajne niekoľko stoviek µm. V tabuľke č.2 je uvedené zloženie štandardnej jadrovej emulzie typu NIKFI BR-2. Pri prechode nabitej častice jadrovou emulziou dochádza k ionizácii a k vzbudeniu atómov a molekúl ležiacich pozdĺž dráhy častice. Po vyvolaní jadrovej fotoemulzie možno pozorovať v miestach, kde došlo k vzbudeniu molekúl bromidu strieborného, čierne zrná striebra veľkosti 0,6 µm. Tým je dráha častíc v jadrovej emulzii zviditeľnená – obr. 18. Pretože vzťah medzi hmotnosťou, energiou a druhom častíc na jednej strane a ich dobehom s hustotou zŕn na druhej strane je známy, možno štúdiom dráh častíc v emulzii určiť charakteristiky častíc a pozorovať rozličné jadrové reakcie.

Emulzný detektor má ako každý detektor svoje výhody a nevýhody. Medzi výhody tohto typu detektora patrí úplné  $4\pi$  uhlové pokrytie, dobré priestorové rozlíšenie, možnosť identifikácie nábojov častíc na základe merania ionizácie, vysoká detekčná účinnosť a prenosnosť. Nevýhodou sú napr. problémy spojené s identifikáciou častíc pri veľkom počte produkovaných častíc, čo potom vedie k malej štatistike v porovnaní s elektronickým experimentom, náročné a časovo zdĺhavé vyhodnocovanie údajov. S jadrovou fotoemulziou budeme pracovať v úlohe č.12.



Obr.18 : Zrážka primárneho jadra <sup>197</sup> Au s hybnosťou 11,6 GeV/c na nukleón s jadrom emulzie.

izotop	počet jadier v cm <sup>3</sup>
$^{1}$ H	$3,15 \times 10^{22}$
$^{12}C$	1,41 x10 <sup>22</sup>
<sup>14</sup> N	0,395 x10 <sup>22</sup>
<sup>16</sup> O	0,956 x10 <sup>22</sup>
<sup>80</sup> Br	1,031 x10 <sup>22</sup>
<sup>108</sup> Ag	1,036 x10 <sup>22</sup>

Tab.2: Zloženie jadrovej emulzie typu NIKFI BR-2

#### b) Hmlové komory - Wilsonova komora

V pracovnom priestore komory sa udržiava tlak nasýtených pár vhodnej kvapaliny. Pri adiabatickom zväčšení pracovného objemu dochádza k ochladeniu plynu, vzniká presýtená para, ktorá kondenzuje na iónoch, vytvorených pozdĺž dráhy častice. Pri osvetlení komory možno vďaka rozptylu na kvapôčkach fotografovať stopy častíc (obr.19). Ak má komora zachytiť dráhu častice preletujúcej cez jej pracovný objem, musí jej pracovný cyklus presť nasledovnými etapami:

- 1. Prechod ionizujúcej častice pracovným priestorom komory.
- 2. Expanzia pracovného priestoru komory.
- 3. Osvetlenie komory dostatatočne intenzívnym zdrojom svetla.
- 4. Expozícia dráhy častice v pracovnom objeme komory na fotografickú platňu.

5. Uvedenie komory do pôvodného stavu – aby bola schopná registrovať ďalšiu časticu.

Nedostatkom Wilsonovej komory je, že stopy častíc možno pozorovať len krátko po adiabatickej expanzii. Tento nedostatok nemajú difúzne hmlové komory, v ktorých oblasť presýtenia je vytvorená tým, že medzi dnom a vrchom pracovného priestoru sa udržuje tepelný gradient (teplota dna je nižšia).

Hmlové komory nie sú vhodné na detekciu vysokoenergetických častíc, pretože ionizačná schopnosť týchto častíc je v pracovnej náplni veľmi nízka.



Obr. 19 : Každá z čiar je stopou vytvorenou z maličkých kvapiek vody po prelete alfa častice hmlovou komorou.

#### c) Bublinové komory

Bublinové komory boli v minulosti často používaným dráhovým detektorom elementárnych častíc. Pracovný objem je naplnený kvapalinou, preto špecifická ionizácia dosahuje omnoho vyššie hodnoty ako v hmlových komorách. Kvapalina v komore sa nachádza v metastabilnom prehriatom stave. Ióny, ktoré sa vytvárajú pozdĺž dráhy častice v kvapaline, odovzdávajú jej svoju kinetickú energiu, dôsledkom čoho je silné lokálne prehriatie kvapaliny a tvorenie bublín. Vhodným osvetlením pracovného priestoru je možné fotografovať stopy častíc – obr. 20. Ako pracovná náplň sa najčastejšie používa kvapalný vodík a propán. Zmeraním dráh častíc na stereoskopických snímkach je možné zostrojiť úplný priestorový obraz interakcie. Zo zákonov zachovania môže byť stanovená prítomnosť a charakteristiky neutrálnych častíc v interakciách.



Obr.20: Dráhy častíc v bublinovej komore vyplnenej tekutým vodíkom.

#### 2.6 Súčasné detekčné systémy na veľkých experimentoch

Detekčné metódy od počiatku používania detektorov vo fyzike elementárnych častíc prešli významnými zmenami. Pred rokom 1950 medzi detekčnými nástrojmi prevládali Geigerove-Müllerove počítače, fotografické emulzie a Wilsonove hmlové komory. Neskôr prevzali väčšinu práce bublinové komory a začiatkom šesťdesiatych rokov nastúpili iskrové komory, z ktorých sa vyvinuli mnohovláknové proporcionálne komory. V dnešnej dobe sa na registráciu častíc používajú aj polovodičové detektory. Detektor v dnešnom ponímaní vo veľkých experimentoch na urýchľovačoch už nie je len jedno zariadenie, ale je to sústava jednotlivých subdetektorov, z ktorých každý má za úlohu registrovať iné druhy častíc. Takto je možné získať komplexnú predstavu o priebehu zrážok a o časticiach, ktoré v interakciách vznikli.

Medzi základné typy detektorov, ktoré tvoria súčasti moderného detekčného systému na štúdium zrážok protibežných zväzkov na urýchľovačoch patria (obr. 21):

- dráhové detektory,
- ➢ kalorimetre:
  - o elektromagnetické,
  - o hadrónové,
- miónové detektory.



Obr.21: Súčasný detekčný systém pozostávajúci z dráhového detektora (Tracking), elektromagnetického (E-M Calorimeter), hadrónového kalorimetra (Hadron Calorimeter) a miónových komôr (Muon Chambers). V strede sa nachádza zväzková trubica.

Častice vznikajú v zrážkach v strede, v osi valca, ktorou prechádza zväzková trubica, odkiaľ potom vylietavajú rôznymi smermi.. Pritom prechádzajú cez jednotlivé typy detektorov, ktoré sú umiestnené do sústredných valcov okolo zväzkovej trubice. Rôzne typy častíc zanechávajú odlišné signály v jednotlivých detektoroch, čo potom umožňuje ich rozlíšiteľnosť. Naibližšie k bodu interakcie sa nachádzajú dráhové zviditeľňujú dráhy častíc, ktoré vznikli v zrážke. Môžu zistiť detektory, ktoré prítomnosť len nabitých častíc. Najčastejšie sa ako dráhové detektory používajú dva typy: polovodičové detektory (obr. 22) a vláknové proporcionálne komory. Na obr. 23 je znázornená rovinná mnovláknová proporcionálna komora (MWPC). Princíp detekcie častíc pomocou týchto komôr spočíva v tom, že nabité častice môžu byť registrované, keď sa pohybujú cez plynovú náplň. Častice sa zrážajú s atómami plynu a vyrážajú z nich elektróny, t.j. dochádza k ionizácii plynovej náplne. Elektrické pole spôsobuje, že sa elektróny pohybujú k anóde a ióny ku katóde. Elektróny sú potom zaregistrované ako elektrický prúd. Dráha častíc cez komoru môže byť vypočítaná pomocou informácie o polohe anódových drôtov. Zvyčajne je za sebou umiestnených niekoľko komôr tak, aby registrovali dráhy nabitých častíc. Driftové komory sú ďalším vylepšením MWPC. Driftové komory využívajú fakt, že trvá nejaký čas, kým uvoľnené elektróny dôjdu k anóde. Z presného merania tohto času môže byť poloha pôvodnej častice určená s vysokou presnosťou.

Výskum a vývoj v oblasti detekčnej techniky je veľmi dôležitý, čo dokazuje aj Nobelova cena udelená G. Charpakovi v roku 1992 za prínos v rozvoji časticových detektorov, konkrétne mnovláknových komôr.


Obr. 22: Dráhový polovodičový detektor - experiment DELPHI / CERN .



Obr.23 : Mnohovláknová proporcionálna komora. Anódové vlákna sú pripojené medzi dve katódové platne. Táto schéma zobrazuje rovinnú vláknovú komoru, ale existujú aj iné riešenia geometrie komory.

Za dráhovými detektormi sú umiestnené tzv. **kalorimetre**, ktorých úlohou je merať energiu nabitých, a aj neutrálnych častíc. Kalorimetre pozostávajú z platní zhotovených z materiálu s vysokou hustotou (olovo alebo železo) a vláknových, resp. scintilačných komôr (obr. 24).



Obr. 24: Schéma registrácie častice kalorimetrom.

Častice pri prechode hustým prostredím s vysokou pravdepodobnosťou interagujú s jadrami prostredia, pričom sú produkované spŕšky sekundárnych častíc, ktoré sú ďalej zaznamenané prostredníctvom vláknových komôr. Energiu častice vstupujúcej do kalorimetra je možné určiť na základe merania ionizácie v komorách. Elektromagnetické kalorimetre merajú energiu elektrónov, pozitrónov a fotónov. Ako hovorí už názov "elektromagnetický kalorimeter", za vznik sekundárnych častíc sú zodpovedné elektromagnetické interakcie. Hadrónové kalorimetre sú lokalizované za elektromagnetickými kalorimetrami (obr. 25). Hadrónový kalorimeter meria energiu hadrónov - častíc pozostávajúcich z kvarkov, ako sú napr. protóny, neutróny, pióny atď. Energia častíc je registrovaná podobným spôsobom ako v elektromagnetickom kalorimetri, ale sekundárne častice sú produkované prostredníctvom silných interakcií.



Obr. 25: Cylindrická časť detektora DELPHI/CERN. Hadrónový kalorimeter je veľký, hrubý kruh dominujúci zobrazenej časti detektora. Kalorimeter pozostáva z vrstiev železa, viditeľných ako strieborná oblasť.

Najvzdialenejšiu časť celej detektorovej sústavy tvoria **miónové detektory**. Sú určené na registráciu miónov – častíc s vysokou prenikavou schopnosťou. Miónové detektory pozostávajú z vrstiev železa preložených dráhovými detektormi.

## 3 Štatistické fluktuácie pri registrácii jadrových procesov

Pri opakovanom meraní ľubovoľnej veličiny dostaneme všeobecne vždy iný výsledok. Výsledky merania sú rozložené v určitom intervale, takže meraním nemôžeme presne určiť veľkosť žiadnej fyzikálnej veličiny. Tento rozptyl nameraných hodnôt je vyvolaný viacerými príčinami. Charakter týchto príčin je podstatne odlišný pri meraniach v makrosvete a mikrosvete. Pri meraní makroveličín, ktoré majú presnú (ostrú) hodnotu môžeme aspoň teoreticky starostlivejším meraním a výberom presnejších meracích prístrojov ľubovoľne zúžiť interval, v ktorom sa nachádzajú výsledky merania, a tak dosiahnuť ľubovoľnú presnosť merania. Pri meraní mikroveličín je však tento rozptyl nameraných hodnôt zapríčinený samotným charakterom týchto veličín a nemôže sa žiadnym zlepšením meracej aparatúry zmenšiť (samozrejme, nepresnosťou v samotnom meracom procese sa tento rozptyl môže zväčšiť). Napr. pri meraní počtu rozpadnutých jadier za jednotku času je rozptyl nameraných hodnôt zapríčinený samotným procesom rozpadu atómových jadier.

V skutočnosti sa nikdy nedajú stroho oddeliť mikro a makro príčiny rozptylu nameraných hodnôt. Napr. pri meraní počtu rozpadov atómových jadier za jednotku času bude rozptyl nameraných hodnôt spôsobený tak mikropríčinami (zákonitosti jadrového rozpadu) ako aj makropríčinami (nepresnosť v meraní časovej jednotky). Obvykle však možno dosiahnuť to, aby jedna z príčin dominovala.

## 3.1 Štatistické rozdelenie

Pri viacnásobnom meraní nejakej veličiny sú jednotlivé výsledky merania rôzne a určitým spôsobom rozložené okolo strednej hodnoty. Toto rozdelenie okolo strednej hodnoty je popísané tzv. zákonom rozdelenia. V prípade, že výsledkom merania môže byť len niektorá hodnota z diskrétneho spektra, meraná veličina sa nazýva diskrétna náhodná veličina. Zákonom rozdelenia  $W(x_i)$  je v tomto prípade funkcia definovaná pre diskrétny rad hodnôt  $x_i$  a  $W(x_i)$  je vlastne pravdepodobnosť toho, že výsledkom merania bude hodnota  $x_i$ . O tomto rozdelení predpokladáme, že je normované na jedničku, t.j. platí:

$$\sum_{i} W(x_i) = 1 \quad . \tag{37}$$

Ak je rozdelenie  $W(x_i)$  známe, môžeme pomocou neho vypočítať strednú hodnotu nameraných hodnôt:

$$\bar{x} = \sum_{i} x_i W(x_i) \quad . \quad (38)$$

Príkladom náhodnej diskrétnej veličiny je počet jadier rozpadnutých za jednotku času. Výsledkom merania môže byť len nula, alebo niektoré prirodzené číslo. Rozdelenie W(n) udáva pravdepodobnosť toho, že za určitý časový interval sa rozpadne práve *n* jadier. Stredný počet jadier rozpadnutých za uvažovaný časový interval je rovný:

$$\overline{n} = \sum_{n=1}^{\infty} n W(n) \qquad . \tag{39}$$

V prípade, že výsledkom merania niektorej náhodnej veličiny môže byť ľubovoľná hodnota z určitého intervalu, táto veličina je spojitá náhodná veličina. Zákon rozdelenia f(x) je potom funkcia definovaná v každom bode tohto intervalu. Predpokladáme, že toto rozdelenie je normované na jednotku:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x)dx = 1 \qquad (40)$$

Potom veličina f(x)dx má význam pravdepodobnosti toho, že výsledok merania bude ležať v intervale (*x*, *x*+*dx*) a stredná hodnota veličiny *x* je daná vzťahom:

$$\bar{x} = \int_{-\infty}^{+\infty} x f(x) dx \quad . \tag{41}$$

Existuje niekoľko rozdeľovacích zákonov. Pre merania v jadrovej fyzike je najdôležitejšie tzv. Poissonovo rozdelenie a Gaussovo (alebo normálne) rozdelenie.

#### 3.2 Poissonovo rozdelenie

Máme rádioaktívnu vzorku, ktorá obsahuje v časovom okamihu t=0  $N_0$  rádioaktívnych jadier. Postupom času sa počet ešte nerozpadnutých jadier N(t) zmenšuje podľa zákona premeny:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \qquad (42)$$

Za čas *t* sa teda rozpadne *n* jadier:

$$n = N_0 - N(t) = N_0 (1 - e^{-\lambda t}) \qquad .$$
(43)

Ak je doba t, počas ktorej meriame počet rozpadnutých jadier podstatne menšia ako polčas rozpadu T, t.j. t << T, je aj počet rozpadnutých jadier podstatne menší ako počet ešte nerozpadnutých jadier, t.j.  $N(t) \cong N_0$  a  $n \ll N_0$ , teda počet ešte nerozpadnutých jadier N(t) sa počas merania prakticky nemení. Preto ak meranie niekoľkokrát opakujeme, výsledok merania kolíše len vďaka štatistickému charakteru samotného jadrového rozpadu. Všetky výsledky merania budú rozložené okolo hodnoty n uvedenej vo vzťahu (43).

Rozloženie nameraných hodnôt okolo tejto hodnoty je popísané tzv. Poissonovým zákonom rozdelenia. Ak sa za čas t rozpadne priemerne n jadier z celkového počtu  $N_0$ , potom pravdepodobnosť p rozpadu každého jednotlivého jadra bude rovná podielu n a  $N_0$ :

$$p = \frac{n}{N_0} = 1 - e^{-\lambda t} \qquad .$$
 (44)

Za čas t sa určité jadro buď rozpadne, alebo nerozpadne, preto pravdepodobnosť q, že každé jednotlivé jadro za čas t zostane nerozpadnuté je rovná rozdielu:

$$q = 1 - p = 1 - \frac{n}{N_0} = e^{-\lambda t} \quad . \tag{45}$$

Zaujíma nás, aká je pravdepodobnosť W(k) toho, že za čas t sa z celkového počtu  $N_0$  jadier rozpadne práve k jadier. Rozdeľme všetky jadrá na dve podmnožiny, prvá bude mať k jadier a druhá  $(N_0-k)$  jadier. Rozpad jednotlivých jadier je jav nezávislý, preto pravdepodobnosť toho, že za čas t sa rozpadnú všetky jadrá z prvej skupiny a žiadne z druhej skupiny, bude rovná súčinu jednotlivých pravdepodobností:

$$p^{k}q^{N_{0}-k} = (1 - e^{\lambda t})^{k} (e^{-\lambda t})^{N_{0}-k} \qquad (46)$$

Pretože výber k-tice jadier z celkového počtu  $N_0$  jadier môžeme urobiť  $\binom{N_0}{k}$  rôznymi spôsobmi, je pravdepodobnosť rozpadu práve k-tich jadier  $\binom{N_0}{k}$  násobkom výrazu (46):

$$W(k) = \binom{N_0}{k} p^k q^{(N_0 - k)} = \binom{N_0}{k} \left( \frac{n}{N_0} \right)^k \left( 1 - \frac{n}{N_0} \right)^{N_0 - k} = \frac{N_0!}{(N_0 - k)!k!} \left( 1 - e^{-\lambda t} \right)^k \left( e^{-\lambda t} \right)^{N_0 - k} .$$
(47)

Toto rozdelenie sa nazýva binomické rozdelenie. Poissonovo rozdelenie dostaneme z binomického rozdelenia po určitých aproximáciách. Rovnicu (47) môžeme zapísať takto:

$$W(k) = \frac{N_0!}{(N_0 - k)! N_0^k} \frac{1}{\left(1 - \frac{n}{N_0}\right)^k} \frac{n^k}{k!} \left(1 - \frac{n}{N_0}\right)^{N_0} = \frac{N_0!}{(N_0 - k)! N_0^k} \frac{1}{\left(1 - \frac{n}{N_0}\right)^k} \frac{n^k}{k!} \left[\left(1 - \frac{n}{N_0}\right)^{\frac{N_0}{n}}\right]^n \quad .$$

$$(48)$$

Za predpokladu, že  $n \ll N_0$ , môžeme v tomto výraze prejsť k limite  $N_0 \rightarrow \infty$ . Prvé dva členy vzťahu (48) pritom limitujú k jednej a tretí člen má hodnotu  $\left(\frac{1}{e}\right)^n = e^{-n}$ . Preto

$$W(k) \cong \frac{n^k}{k!} e^{-n} \qquad (49)$$

Toto rozdelenie sa nazýva Poissonovo rozdelenie. Zostáva nám ešte presvedčiť sa o tom, že n je skutočne stredná hodnota počtu rozpadov za čas t.

Po dosadení za W(k) z rovnice (49) do (38) dostaneme:

$$\overline{n} = \sum_{k=1}^{\infty} k \frac{n^{k}}{k!} e^{-n} = e^{-n} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{n^{k}}{(k-1)!} = e^{-n} \sum_{i=0}^{\infty} \frac{n^{i+1}}{i!} ,$$

$$\overline{n} = e^{-n} n \sum_{i=0}^{\infty} \frac{n^{i}}{i!} = e^{-n} n e^{n} = n .$$
(50)

V ďalšom budeme Poissonovo rozdelenie písať v tvare:

$$W(k) = \frac{\overline{n}^{k}}{k!} e^{-\overline{n}} ,$$
  
tvare:  
$$\overline{n}^{n} = -$$

alebo v tvare:

$$W(n) = \frac{\overline{n}^{n}}{n!} e^{-\overline{n}} \qquad (51)$$

Poissonovo rozdelenie sme odvodili pre konkrétnu náhodnú veličinu, a to pre počet rozpadnutých jadier za jednotku času. Toto rozdelenie však má širokú oblasť použitia. Poissonovo rozdelenie popisuje všetky náhodné procesy, ktorých pravdepodobnosť výskytu je malá a konštantná. Preto sa tiež Poissonov rozdeľovací zákon niekedy nazýva zákon zriedkavých javov. Príkladom takéhoto zriedkavého javu je napr. zaregistrovanie častice žiarenia počítačom. Pri jadrovom rozpade je uvoľňovaná  $\alpha$ ,  $\beta$ , alebo  $\gamma$  častica. Táto častica je s určitou pravdepodobnosťou, menšou ako 1, zaregistrovaná počítačom. Veľkosť tejto pravdepodobnosti je závislá od geometrického usporiadania merania a od citlivosti počítača. Pre dané usporiadanie a počítač je konštantná. **Pravdepodobnosť** zaregistrovania rozpadu rovná súčinu je pravdepodobnosti rozpadu (konštantná a veľmi malá veličina) a pravdepodobnosti zaregistrovania uvoľnenej častice. Je to veličina konštantná a veľmi malá, preto počet zaregistrovaných častíc (počet impulzov za určitý čas) je náhodná veličina popísaná Poissonovým rozdelením:

$$W(n) = e^{-\bar{n}} \frac{\bar{n}^n}{n!} \quad , \tag{52}$$

kde  $\overline{n}$  je priemerný počet zaregistrovaných impulzov a W(n) je pravdepodobnosť toho, že za čas *t* bude zaregistrovaných práve *n* impulzov. Na obr.26 je znázornené Poissonovo rozdelenie (histogram) pre n=10 a  $\overline{n}=4$ .

Dôležitou charakteristikou rozdelenia je tzv. disperzia. Je to stredná hodnota kvadrátu rozdielu nameranej hodnoty n od strednej hodnoty  $\overline{n}$ :

$$D = \overline{(n-\overline{n})^2} = \sum_{n=0}^{\infty} W(n)(n-\overline{n})^2 \quad .$$
(53)

Úpravou výrazu (53) dostaneme

,

$$D = \sum_{n=0}^{\infty} W(n)n^2 - 2\bar{n}\sum_{n=0}^{\infty} W(n)n + \bar{n}^2 \sum_{n=0}^{\infty} W(n) \quad ,$$
 (54)

avšak

$$\sum_{n=0}^{\infty} W(n)n = \overline{n}$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} W(n) = 1$$

$$D(n) = \overline{n}^2 - 2\overline{n}^2 + \sum_{n=0}^{\infty} W(n)n^2 = -\overline{n}^2 + \sum_{n=0}^{\infty} W(n)n^2 \quad .$$
(55)

Druhý člen sa dá upraviť takto:

,

$$\sum_{n=0}^{\infty} W(n)n^{2} = \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\bar{n}} \, \frac{\bar{n}^{n}}{n!} n^{2} = \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\bar{n}} \, \frac{\bar{n}^{n}}{(n-1)!} n = \sum_{k=0}^{\infty} e^{-\bar{n}} \, \frac{\bar{n}^{k+1}}{k!} (k+1) =$$
$$= \bar{n} \left[ \sum_{k=0}^{\infty} W(k)k + \sum_{k=0}^{\infty} W(k) \cdot 1 \right] = \bar{n}^{2} + \bar{n} \quad .$$
(56)

Po dosadení do vzťahu (55) dostaneme:

$$D(n) = -\bar{n}^{2} + \bar{n}^{2} + \bar{n} = \bar{n}$$
 (57)

Druhá odmocnina z disperzie sa označuje  $\sigma$  a nazýva sa štandardná odchýlka, alebo stredná kvadratická odchýlka. Pre Poissonovo rozdelenie je štandardná odchýlka rovná:

$$\sigma = \sqrt{D} = \sqrt{\overline{n}} \quad . \tag{58}$$

Suma  $\sum_{n=\bar{n}-\sigma}^{n=n+\sigma} W(n)$  je pravdepodobnosť toho, že výsledok merania bude ležať v intervale  $<\bar{n}-\sigma, \bar{n}+\sigma >$ . Hodnota tejto sumy pre Poissonovo rozdelenie nie je

konštantná, ale závisí od strednej hodnoty  $\overline{n}$  a pohybuje sa okolo 0,6. Konkrétne pre  $\overline{n} = 16 \ (\sigma = 4)$  je

$$\sum_{n=\bar{n}-\sigma}^{n=\bar{n}+\sigma} W(n) = \sum_{n=12}^{20} W(n) = 0,74 \qquad ,$$
(59)

a pre  $\overline{n} = 100 (\sigma = 10) \text{ je}$ 

$$\sum_{n=\bar{n}-\sigma}^{n=\bar{n}+\sigma} W(n) = \sum_{n=90}^{110} W(n) = 0,61 \quad .$$
(60)

Sumy

$$\sum_{n=\bar{n}-2\sigma}^{n=\bar{n}+2\sigma} W(n) \quad a \quad \sum_{n=\bar{n}-3\sigma}^{n=\bar{n}+3\sigma} W(n) \quad ,$$
(61)

sú pravdepodobnosťou toho, že výsledok merania bude ležať v intervale  $\langle \overline{n} - 2\sigma, \overline{n} + 2\sigma \rangle$ , resp.  $\langle \overline{n} - 3\sigma, \overline{n} + 3\sigma \rangle$ . Približne sú rovné 0,95, resp. 0,99. To znamená, že v intervaloch  $\langle \overline{n} - 2\sigma, \overline{n} + 2\sigma \rangle$ , resp.  $\langle \overline{n} - 3\sigma, \overline{n} + 3\sigma \rangle$  leží približne 95 %, resp. 99 % všetkých výsledkov merania. Presné údaje získame presným výpočtom odpovedajúcich súm.



Obr. 26: Poissonovo rozdelenie pre n=10 a  $\overline{n} = 4$ .

#### 3.3 Gaussovo rozdelenie

Nech náhodná veličina X je súčtom veľkého počtu náhodných veličín  $x_i$ 

$$X = \sum_{i} x_i \qquad . \tag{62}$$

V teórii pravdepodobnosti sa dokazuje, že pravdepodobnosť f(x)dx toho, že pri meraní tejto veličiny dostaneme hodnotu ležiacu v intervale (x, x+dx) je daná rovnicou:

$$f(x)dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi b}} e^{-\frac{(x-a)^2}{2b^2}} dx \qquad .$$
(63)

Zákon rozdelenia

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi b}} e^{-\frac{(x-a)^2}{2b^2}} , \qquad (64)$$

sa nazýva Gaussov zákon rozdelenia, alebo Gaussovo rozdelenie. Na rozdiel od Poissonovho rozdelenia je to dvojparametrické a spojité rozdelenie, to znamená, že k jeho určeniu sú potrebné dva parametre *a*, *b* a náhodná veličina X môže nadobudnúť hodnoty z intervalu  $(-\infty,\infty)$ .

Vyčíslením odpovedajúcich integrálov dostaneme strednú hodnotu  $\overline{x}$  a disperziu D(x):

$$\bar{x} = \int_{-\infty}^{+\infty} xf(x)dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi b}} \int_{-\infty}^{+\infty} x \cdot e^{-\frac{(x-a)^2}{2b^2}} dx = a$$
(65)

a

$$D(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} (x - \bar{x})^2 f(x) dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi}b} \int_{-\infty}^{+\infty} (x - \bar{x})^2 e^{-\frac{(x - \bar{x})^2}{2b^2}} dx = b^2 \quad , \tag{66}$$

t.j. parametre rozdelenia *a*, *b* sú priamo stredná hodnota  $\bar{x}$  a stredná kvadratická odchýlka  $\sigma$ . Preto sa Gaussovo rozdelenie zapisuje v tvare

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}}$$
 (67)

Integrály  

$$\int_{\bar{x}-\sigma}^{\bar{x}+\sigma} f(x)dx ,$$

$$\int_{\bar{x}-2\sigma}^{\bar{x}+2\sigma} f(x)dx ,$$
(68)  

$$\int_{\bar{x}-3\sigma}^{\bar{x}+3\sigma} f(x)dx ,$$

udávajú pravdepodobnosť toho, že výsledok merania skúmanej náhodnej veličiny bude ležať v intervale  $\langle \bar{x} - \sigma, \bar{x} + \sigma \rangle$ ,  $\langle \bar{x} - 2\sigma, \bar{x} + 2\sigma \rangle$ , resp.  $\langle \bar{x} - 3\sigma, \bar{x} + 3\sigma \rangle$ . Výsledky týchto integrálov nájdeme v tabuľkách :

$$\int_{\bar{x}-\sigma}^{\bar{x}+\sigma} f(x)dx = 0,683 ,$$
  

$$\int_{\bar{x}-2\sigma}^{\bar{x}+2\sigma} f(x)dx = 0,954 ,$$
  

$$\int_{\bar{x}+3\sigma}^{\bar{x}+3\sigma} f(x)dx = 0,997 .$$
  
(69)

Znamená to, že 68,3 % výsledkov merania náhodnej veličiny *x* leží v intervale  $\langle \bar{x} - \sigma, \bar{x} + \sigma \rangle$ , 95,4 % výsledkov v intervale  $\langle \bar{x} - 2\sigma, \bar{x} + 2\sigma \rangle$  a 99,7 % výsledkov v intervale  $\langle \bar{x} - 3\sigma, \bar{x} + 3\sigma \rangle$ .

Dá sa ukázať, že ak stredná hodnota  $\overline{n}$  je dostatočne veľká (stačí ak  $\overline{n} > 20$ ) Poissonovo rozdelenie v tvare (52) sa len málo líši od Gaussovho rozdelenia (obr. 27) s rovnakou strednou hodnotou a disperziou  $D = \sigma^2 = \overline{n}$ :

$$W(n) \cong f(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{n}}} e^{-\frac{(\bar{n}-n)^2}{2\bar{n}}}$$
 (70)

Preto sa sumy

$$\sum_{\bar{n}-\sigma}^{\bar{n}+\sigma} W(n) , \qquad (71)$$

$$\sum_{\bar{n}-2\sigma}^{\bar{n}+2\sigma} W(n) , \qquad (71)$$

$$\sum_{\bar{n}-3\sigma}^{\bar{n}+3\sigma} W(n) ,$$

často aproximujú hodnotami integrálov (69).



Obr. 27: Gaussovo rozdelenie s odchýlkami od strednej hodnoty o  $\pm 1\sigma$ ,  $\pm 2\sigma$  a  $\pm 3\sigma$ .

#### 3.4 Spracovanie výsledkov merania

Skutočná stredná hodnota náhodnej veličiny je rovná sume (37) alebo integrálu (40)

$$\overline{n} = \sum_{n} W(n)n$$
$$\overline{x} = \int_{-\infty}^{\infty} xf(x)dx$$

Aby sme získali zákon rozdelenia W(n), resp. f(x), museli by sme opakovať meranie náhodnej veličiny nekonečne mnohokrát. Keďže toto je nemožné, nemôžeme presne určiť ani zákon rozdelenia, ani skutočnú strednú hodnotu, ani skutočnú disperziu náhodnej veličiny. Predpokladajme, že meranie náhodnej veličiny x sa vykoná N-krát. Nech výsledkami tohto merania budú hodnoty  $x_1, x_2, \dots, x_N$ . Zaujíma nás, ako možno z týchto výsledkov merania najlepšie odhadnúť veličiny  $\overline{x}$  a D(x). V teórii pravdepodobností sa dokazuje, že najlepším je odhad

$$\langle x \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} x_i$$
 , (72)

a

$$D(x) = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{N} (x_i - \langle x \rangle)^2 \quad .$$
(73)

Tieto veličiny sa nazývajú výberová stredná hodnota a výberová disperzia. V limite pre  $N \rightarrow \infty$  prejdú v skutočnú strednú hodnotu a skutočnú disperziu. Pretože výsledky N meraní sú náhodné, sú aj tieto veličiny náhodnými veličinami. Keďže  $\langle \bar{x} \rangle$  definované rovnicou (39) je súčtom väčšieho počtu náhodných veličín, rozloženie tejto veličiny bude Gaussovské. Zaujíma nás, aká bude disperzia  $\sigma^2(\langle x \rangle)$ tohto rozloženia, pretože táto veličina udáva, s akou presnosťou výberová stredná hodnota (72) aproximuje skutočnú strednú hodnotu.

V teórii pravdepodobnosti sa dokazuje, že ak náhodná veličina y je súčtom náhodných veličín  $z_1, z_2, \dots, z_N$ , potom stredná hodnota  $\overline{y}$  je rovná

$$\bar{y} = \bar{z}_1 + \bar{z}_2 + \dots + \bar{z}_N$$
 , (74)

a disperzia D(y) je súčtom disperzie náhodných veličín

$$D(y) = D(z_1) + D(z_2) + \dots + D(z_N)$$
(75)

Ak náhodná veličina y je k-násobkom náhodnej veličiny z, potom

$$\overline{y} = k.\overline{z} \quad , \tag{76}$$

$$D(y) = k^2 D(z) \qquad . \tag{77}$$

Aplikáciou týchto rovníc na výberovú strednú hodnotu podľa vzťahu (72) ako náhodnú veličinu dostaneme

$$\overline{\langle x \rangle} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \overline{x} = \overline{x} \qquad , \tag{78}$$

$$D(\langle x \rangle) = \frac{1}{N} D(x)$$
 , (79)

t.j. skutočná stredná hodnota výberových stredných hodnôt  $\langle x \rangle$  získaných jednotlivými sériami meraní, je rovná skutočnej strednej hodnote náhodnej veličiny *x* a skutočná disperzia výberových stredných hodnôt je *N*-krát menšia ako je disperzia náhodnej veličiny *x*. Pretože táto je konštantná, daná samotným charakterom meranej veličiny a spôsobom merania, možno zväčšením počtu meraní náhodnej veličiny *x* ľubovoľne zmenšiť disperziu výberovej strednej hodnoty *x*. Ak dosadíme za D(x) výberovú disperziu (73) dostaneme

$$D(\langle x \rangle) = \frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^{N} (\langle x \rangle - x_i)^2 \quad .$$
(80)

Stredná kvadratická odchýlka výberovej strednej hodnoty je rovná druhej odmocnine jej disperzie

$$\sigma(\langle x \rangle) = \sqrt{D(\langle x \rangle)} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N} (x_i - \langle x \rangle)^2}{N(N-1)}} = \frac{\sigma(x)}{\sqrt{N}} \qquad (81)$$

V prípade, že náhodnú veličinu meriame len raz, výsledok merania x nám aproximuje strednú hodnotu  $\bar{x}$ , ale disperziu pochopiteľne z tohto merania získať nemôžeme. Jedine, ak je dopredu známe, že náhodná veličina je rozložená podľa Poissonovho zákona rozdelenia, potom je jej disperzia D(x) taktiež aproximovaná výsledkom merania x

$$D(x) = \sigma^2(x) = \overline{x} = x \quad . \tag{82}$$

Príkladom takejto veličiny je počet častíc, zaregistrovaných počítačom. Je známe, že výsledky opakovaných meraní tejto veličiny sú rozložené podľa Poissonovho rozdeľovacieho zákona. Preto ak pri jednom meraní počítač zaregistruje *n* impulzov, môžeme približne s 60 % pravdepodobnosťou tvrdiť, že stredná hodnota počtu zaregistrovaných impulzov leží v intervale  $< n - \sqrt{n}, n + \sqrt{n} >$ . Obvykle nás zaujíma počet častíc *I*, zaregistrovaných na jednotku času

$$I = \frac{n}{t} \qquad . \tag{83}$$

Podľa (76) a (77) je stredná hodnota tejto veličiny  $\overline{I}$  a jej disperzia D(I) daná vzťahmi

$$\bar{I} = \frac{\bar{n}}{t} \quad , \tag{84}$$

$$D(I) = \frac{1}{t^2} D(n) = \frac{\bar{n}}{t^2} = \frac{\bar{I}}{t}$$
 (85)

Pri jednom meraní je  $n = \overline{n}$  a

$$\bar{I} = I = \frac{n}{t} \qquad . \tag{86}$$

$$D(I) = \sigma^2(I) = \frac{I}{t} \qquad . \tag{87}$$

### 3.5 Nepriamo merané veličiny

Často sa stretávame s prípadom fyzikálnych veličín, ktoré sa priamo nemerajú, ale počítajú sa z iných veličín, ktorých hodnota sa určuje meraním. Nech veličina y je nejakou funkciou veličín  $z_1$ ,  $z_2$ , ... $z_n$ . Označme ich stredné hodnoty  $\overline{z}_i$  a stredné kvadratické odchýlky  $\sigma(z_i)$ . Zaujíma nás stredná hodnota veličiny y a disperzia D(y).

Ak v Taylorovom rozvoji funkcie

$$y = y(z_1, z_2, ..., z_n)$$
 , (88)

zanedbáme vyššie členy, dostaneme

$$y(z_1, z_2, ..., z_n) = y(\bar{z}_1, \bar{z}_2, ..., \bar{z}_n) + \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial y}{\partial z_i}\right)_{z_i = \bar{z}_i} (z_i - \bar{z}_i) \quad .$$
(89)

Stredovaním tejto rovnice dostaneme strednú hodnotu veličiny y

$$\overline{y} = y(\overline{z}_1, \overline{z}_2, ..., \overline{z}_n) + \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial y}{\partial z_i}\right)_{z_i = \overline{z}_i} \overline{(z_i - \overline{z}_i)} \quad , \tag{90}$$

 $\overline{y} = y(\overline{z}_1, \overline{z}_2, ..., \overline{z}_n)$ 

,

$$D(y) = \overline{(y - \overline{y})^2} = \overline{\left[\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial y}{\partial z_i}\right)_{z_i = \overline{z}_i} (z_i - \overline{z}_i)\right]^2} = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial y}{\partial z_i}\right)_{z_i = \overline{z}_i}^2 D(z_i) \quad , \tag{91}$$

$$D(y) = \sigma^{2}(y) = \sum_{i=1}^{n} \left(\frac{\partial y}{\partial z_{i}}\right)_{z_{i} = \bar{z}_{i}}^{2} \sigma^{2}(z_{i}) \qquad (92)$$

To znamená, že náhodná veličina *y* je rozložená okolo strednej hodnoty  $\overline{y}$ , danej rovnicou (90) s disperziou (92). Rovnice (90) a (92) platia presne vtedy, ak vyššie členy Taylorovho radu sú nulové, t.j. ak veličina *y* závisí od veličín *z<sub>i</sub>* lineárne. V inom prípade majú tieto rovnice len približnú platnosť, sú teda len určitým odhadom strednej hodnoty a disperzie. Tento odhad je tým lepší, čím menšie sú veličiny  $\sigma(z_i)/z_i$ . Keďže meraním nezistíme skutočné stredné hodnoty veličín *z<sub>i</sub>*, ale len výberové stredné hodnoty, aj veličina (90) je len výberová stredná hodnota veličiny *y*. Strednú kvadratickú odchýlku tejto výberovej hodnoty môžeme vypočítať zo vzorca

$$\sigma^{2}(\bar{y}) = \sum_{i=1}^{n} \left(\frac{\partial y}{\partial z_{i}}\right)_{z_{i}=\bar{z}_{i}}^{2} \sigma^{2}(\bar{z}_{i}) \qquad (93)$$

V praxi sa najčastejšie stretávame s chybami veličín

$$y = a + c \quad , \tag{94}$$

$$y = a.c \quad , \tag{95}$$

$$y = a \pm b \quad , \tag{96}$$

$$y = a.b \quad , \tag{97}$$

$$y = \frac{a}{b} \quad , \tag{98}$$

kde a, b sú priamo merané náhodné veličiny a c je konštanta. Aplikáciou uvedených pravidiel dostaneme

$$\sigma(a+c) = \sigma(a) \quad , \tag{99}$$

$$\sigma(a.c) = c.\sigma(a) \quad , \tag{100}$$

$$\sigma(a\pm b) = \sqrt{\sigma^2(a) + \sigma^2(b)} \quad , \tag{101}$$

$$\sigma(ab) = \sqrt{b^2 \sigma^2(a) + a^2 \sigma^2(b)} \quad , \tag{102}$$

$$\sigma\left(\frac{a}{b}\right) = \frac{\sqrt{b^2 \sigma^2(a) + a^2 \sigma^2(b)}}{b^2} \qquad (103)$$

Ak zavedieme pojem relatívnej chyby veličiny x takto

$$\delta(x) = \frac{\sigma(x)}{x} \quad , \tag{104}$$

potom rovnice (102) a (103) môžeme upraviť nasledovne

$$\delta(ab) = \sqrt{\frac{\sigma^2(a)}{a^2} + \frac{\sigma^2(b)}{b^2}} = \sqrt{\delta^2(a) + \delta^2(b)} \quad , \tag{105}$$

$$\delta\left(\frac{a}{b}\right) = \sqrt{\frac{\sigma^2(a)}{a^2} + \frac{\sigma^2(b)}{b^2}} = \sqrt{\delta^2(a) + \delta^2(b)} \quad . \tag{106}$$

Fyzikálne veličiny vždy meriame s určitou nepresnosťou. Neistotou výsledku merania rozumieme parameter charakterizujúci rozsah - interval hodnôt meranej veličiny okolo výsledku merania., ktorý podľa očakávania obsahuje skutočnú hodnotu meranej veličiny. Zdrojom nepresnosti merania môžu byť nepresné meracie prístroje, rôzne podmienky pri jednotlivých meraniach, osoba experimentátora, atď. Chyby (neistoty) merania môžeme rozdeliť na systematické chyby a náhodné (štatistické) chyby. Náhodné chyby spôsobia to, že opakované merania tej istej veličiny dávajú rôzne hodnoty. Systematické chyby sa prejavujú tak, že výsledok merania určitým spôsobom skresľujú, napr. ho zväčšujú, a opakované merania nám túto chybu nezistia. Stanovenie systematickej chyby je pomerne komplikované, a preto pri našich meraniach budeme uvažovať len o náhodných chybách. Základom určovania neistôt je pravdepodobnostný princíp, pričom predpokladáme určité rozdelenie pravdepodobnosti, ktoré opisuje, ako udávaná hodnota odhaduje skutočnú hodnotu. Kvantitatívnou charakteristikou neistoty je štandardná neistota. Štandardná neistota je rovná štandardnej odchýlke príslušného rozdelenia pravdepodobnosti.

Vo fyzikálnych experimentoch budeme teda merať veličiny s určitou presnosťou a uvádzať hodnoty veličín a ich chyby na príliš veľa platných číslic nemá zmysel. Pod prvou platnou číslicou daného čísla budeme rozumieť prvú číslicu zľava v tomto čísle, ktorá je rôzna od nuly, teda napr. v čísle 1234,567 je prvou platnou číslicou 1 na mieste tisícok, druhou platnou číslicou je 2 na mieste stoviek, atď. Podobne v čísle 0,98765 je prvou platnou číslicou 9 na mieste desatín, druhou 8 na mieste stotín, atď. Zaokrúhliť uvedené čísla napr. na dve platné číslice znamená teda uviesť čísla 1200 a 0,99.

Pri našich úlohách zvykneme zaokrúhľovať chybu merania takmer vždy na jednu platnú číslicu. Potom konečný výsledok merania uvedieme nasledujúcim spôsobom – najskôr zaokrúhlime chybu merania na prvú platnú číslicu a potom zaokrúhlime výsledok na toľko desatinných miest, koľko má chyba. Napr. zistíme hodnotu aktivity vzorky A = 1351,42 Bq a chyba merania zaokrúhlená na prvú platnú

číslicu je 40 Bq, potom výsledok uvedieme v tvare:  $A = (1350 \pm 40)$  Bq. Alebo iný príklad : Mŕtva doba detektora bola určená ako  $\tau = 684,196.10^{-6} s$  a chyba mŕtvej doby zaokrúhlená na prvú platnú číslicu je  $\sigma = 3.10^{-5} s$ . Výsledok je potom vhodné uviesť v tvare  $\tau = (680 \pm 30).10^{-6} s$  alebo  $\tau = (680 \pm 30) \mu s$ .

## 4 Všeobecné pravidlá pre prácu s rádioaktívnymi látkami

## 4.1 Základné veličiny a jednotky používané v dozimetrii

Rádioaktívne látky sú zdrojom neviditeľného žiarenia, ktoré, ak je veľmi intenzívne, alebo ak pôsobí dlho na ľudský organizmus môže byť zdraviu škodlivé, alebo dokonca zapríčiniť smrť. Žiarenie pôsobí na ľudský organizmus tak, že atómy a molekuly v ľudskom tele ionizuje, alebo privádza do vzbudeného stavu, čím vyvoláva fyzikálno - chemické pochody, zapríčiňujúce reťaz zložitých a málo známych reakcií, ktoré sa prejavujú ako biologické a fyziologické účinky žiarenia. Ožiarenie môže viesť k poškodeniu tkaniva, buniek krvotvorných orgánov, k vzniku zákalu očnej šošovky a najvážnejšia je možnosť genetického poškodenia, najmä preto, že pre toto poškodenie prakticky nemožno určiť prahovú dávku.

Vzhľadom na tieto možné škodlivé účinky žiarenia, je povinnosťou každého pracovníka s rádioizotopmi obmedziť účinky žiarenia na najnižšiu možnú mieru.

Škodlivý účinok žiarenia môže vzniknúť dvoma spôsobmi:

1. pôsobením žiarenia na ľudský organizmus zvonku,

2. v dôsledku vniknutia rádioaktívnych látok do tela dýchacími cestami, prehltnutím a poškodenou kožou a sliznicami.

**Dozimetria** je vedná disciplína, ktorá sa zaoberá zložitými procesmi, začínajúcimi emisiou ionizujúceho žiarenia zo zdroja a končiacimi jeho účinkami na rôzne látky. Systém dozimetrických veličín možno rozdeliť do troch základných skupín:

- 1. veličiny charakterizujúce zdroje ionizujúceho žiarenia (aktivita zdroja, hmotnostná aktivita, objemová aktivita, celkový tok častíc, uhlová aktivita toku častíc..),
- 2. veličiny charakterizujúce pole ionizujúceho žiarenia (hustota prechádzajúcich častíc, hustota toku častíc, hustota prechádzajúcej energie, ...),
- 3. veličiny charakterizujúce pôsobenie ionizujúceho žiarenia na látku (dávka, dávkový príkon, energia odovzdaná látke,...).

Veličiny a jednotky používané v ochrane pred žiarením stanovuje STN 01 1310. Táto norma určuje slovenské názvy a značky dôležitých pojmov, veličín a jednotiek v ochrane pred ionizujúcim žiarením. Norma tiež obsahuje veličiny najčastejšie používané na merania a výpočty v radiačnej ochrane.

Energia odovzdaná látke je určená nasledujúcim spôsobom

$$\varepsilon = R_{in} - R_{out} - \sum Q \quad , \tag{107}$$

kde  $R_{in}$  je súčet energií všetkých priamo ionizujúcich a nepriamo ionizujúcich častíc, ktoré vstupujú do objemu.  $R_{out}$  je súčet energií všetkých priamo a nepriamo ionizujúcich častíc, ktoré opustia objem.  $\sum Q$  je ekvivalent energie každého nárastu pokojovej hmotnosti v dôsledku interakcie elementárnych častíc vnútri objemu. Jednotkou tejto veličiny je Joule (J).

Najzákladnejšou rádiologickou veličinou je **absorbovaná dávka**, alebo len dávka, pod ktorou rozumieme pomer strednej energie ionizujúceho žiarenia absorbovanej objemovým elementom látky a hmotnosti látky v tomto objemovom elemente

$$D = \frac{d\bar{\varepsilon}}{dm} \quad , \tag{108}$$

kde  $d\overline{\varepsilon}$  je absorbovaná stredná energia a dm hmotnosť objemového elementu látky. Hlavnou jednotkou dávky je 1 Gray, značka 1 Gy (1 Jkg<sup>-1</sup>). Prírastok dávky v závislosti od času je dávkový príkon

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \quad , \tag{109}$$

jednotkou dávkového príkonu je Gy.s<sup>-1</sup>.

**Ekvivalentná dávka**  $H_T$  vyjadrujúca biologické účinky rôznych typov žiarenia je definovaná ako

$$H_T = \sum_R D_{T,R}.w_R \qquad , \tag{110}$$

kde  $D_{T,R}$  je stredná absorbovaná dávka zo žiarenia R v tkanive alebo orgáne T a  $w_R$  je zodpovedajúci radiačný váhový faktor. Radiačný váhový faktor bol stanovený na základe biologických účinkov ionizujúceho žiarenia, podmienok ožiarenia a prehodnotenia výsledkov tradičných výpočtov priestorového dávkového ekvivalentu. Hodnoty radiačného váhového faktoru  $w_R$  pre rôzne typy žiarenia podľa normatívnej prílohy STN 01 1310 sú uvedené v tab. 3, hodnoty závisia od typu častice a energie.

druh žiarenia	energia	radiačný váhový faktor $w_R$
fotóny	všetky energie	1
elektróny, mióny	všetky energie	1
neutróny	E < 10 keV	5
neutróny	10 keV - 100 keV	10
neutróny	100 keV - 2 MeV	20
neutróny	2 MeV - 20 MeV	10
neutróny	E > 20 MeV	5
protóny	E > 2 MeV	5
alfa častice, ťažké jadrá		20

Tab. 3: Hodnoty radiačných váhových faktorov.

Jednotkou  $H_T$  je Sievert (Sv).

**Efektívna dávka** *E*, vyjadrujúca rozličnú citlivosť rôznych orgánov na rádioaktívne žiarenie, je definovaná ako súčet vážených stredných hodnôt ekvivalentných dávok nasledovným spôsobom

$$E = \sum_{T} w_T \cdot H_T \quad , \tag{111}$$

kde  $H_T$  je ekvivalentná dávka v tkanive alebo orgáne T a  $w_T$  je zodpovedajúci tkanivový váhový faktor. Hodnoty tkanivových váhových faktorov, ktoré sú uvedené v tab.4 pre jednotlivé tkanivá, resp. orgány boli stanovené z populácie s rovnakým počtom jednotlivcov oboch pohlaví a širokého rozsahu veku. Jednotkou E je Sievert (Sv).

Tkanivo, 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	0,12
Prsia	0,05
Pečeň	0,05
Pažerák	0,05
Štítna žľaza	0,05
Koža	0,01
Povrch kostí	0,01
Ostatné orgány a tkanivá	0,05

Tab. 4: Hodnoty tkanivových váhových faktorov.

Zdroj rádioaktívneho žiarenia charakterizujeme veličinou, ktorá sa nazýva aktivita. Aktivita rádionuklidu A je definovaná stredným počtom rádioaktívnych premien  $\Delta N$  za jednotku času, t.j.

$$A = \frac{\Delta N}{\Delta t} \qquad . \tag{112}$$

Jednotkou aktivity je Becquerel a označuje sa Bq, 1 Becquerel je aktivita rádionuklidu, v ktorom došlo k 1 rozpadu za 1 sekundu. Staršou jednotkou je Curie, 1Ci =  $3,7.10^{10}$  Bq (odvodená z aktivity 1g<sup>226</sup>Ra). Aktivita je základnou charakteristikou množstva rádioaktívneho nuklidu. Pre objemové zdroje sa zvykne udávať tzv. objemová aktivita

$$a_V = \frac{A}{V} \quad , \tag{113}$$

kde V je objem daného množstva rádioaktívnej látky s aktivitou A, jednotkou je Bq.m<sup>-3</sup>. Pre plošné zdroje sa používa plošná aktivita

$$a_s = \frac{A}{S} \quad , \tag{114}$$

kde S je plocha, na ktorej je aktivita A rozložená, jednotkou je  $Bq.m^{-2}$ .

### 4.2 Ochrana pred žiarením

Radiačná ochrana – ochrana pred ionizujúcim žiarením využíva poznatky viacerých disciplín ako je fyzika, biológia, sociológia, ekonomika, ale aj legislatíva. Úlohou fyziky je charakteristika zdrojov žiarenia, kvantifikácia ožiarenia (dozimetria) a fyzikálne metódy ochrany pred žiarením. Biológia, resp. jej súčasti – radiačná biológia a epidemiológia kvantifikujú riziká žiarenia. Sociológia a ekonómia sa zaoberajú nasledovnými otázkami : Aká úroveň rizika je ešte prijateľná? Aká úroveň ochrany je cenovo dostupná? No a napokon úlohou legislatívy je kodifikácia ochrany do právnych predpisov, noriem, vyhlášok atď.

Symbol upozorňujúci na nebezpečenstvo rádioaktívneho, resp. ionizujúceho žiarenia je na obr. 28.



Obr. 28 : Označenie prítomnosti nebezpečného rádioaktívneho alebo ionizujúceho žiarenia.

Ochrana pred rádioaktívnym žiarením je :

- ➢ fyzikálna ochrana,
- biologická ochrana,
- chemická ochrana.

**Fyzikálna ochrana pred žiarením** vyplýva z fyzikálnej povahy rádioaktívneho žiarenia, v podstate ide o zníženie dávky žiarenia na čo možno najnižšiu hodnotu nasledujúcimi spôsobmi:

- skrátením doby ožiarenia,
- zväčšením vzdialenosti medzi pracovníkom a zdrojom žiarenia (napr. použitím diaľkových manipulátorov, ...),
- vkladaním vhodných absorpčných materiálov (obr. 29) medzi pracovníka a zdroj žiarenia,

je tiež účelné kombinovať tieto spôsoby.



Obr. 29: Absorpcia rôznych typov žiarenia. Žiarenie alfa je absorbované listom papiera, beta žiarenie hliníkovým plieškom, intenzitu gama žiarenia je možné zoslabiť vrstvou olova alebo napr. betónu.

Intenzita žiarenia klesá so štvorcom vzdialenosti od zdroja žiarenia. Preto najlepšou ochranou je dostatočná vzdialenosť od zdroja žiarenia. Súčasne všetky práce vykonávame tak, aby doba, počas ktorej sme vystavení pôsobeniu žiarenia bola minimálna. Použitím ochranných stien môžeme intenzitu žiarenia zoslabiť na ľubovoľne malú hodnotu, pričom berieme ohľad na rozptýlené a brzdné žiarenie, ktoré môže pri použití ochranných stien vzniknúť.

Proti pôsobeniu alfa žiarenia zvonku stačí na ochranu rúk použiť gumové rukavice. Dolet alfa častíc vo vzduchu je iba niekoľko centimetrov, dolet v tkanive ľudského tela je 50 µm, takže alfa častice pôsobia len na povrch pokožky.

Dolet beta žiarenia vo vzduchu môže byť i niekoľko metrov a v tkanive ľudského tela sú beta častice absorbované vrstvou asi 1 cm. V dôsledku toho, že celková energia beta žiarenia sa pohltí vo vonkajšej vrstve tkaniva, predstavuje toto žiarenie určité nebezpečie pre ľudský organizmus. Beta žiarenie možno odtieniť pomerne tenkou ochrannou vrstvou. Vzhľadom k vzniku brzdného žiarenia stavajú sa tienidlá proti beta žiareniu z ľahkých materiálov, ktoré obsahujú prvky s malým atómovým číslom.

Veľkú pozornosť treba venovať ochrane proti prenikavému gama žiareniu. Na jeho odtienenie sú potrebné hrubé ochranné steny z olova.

**Biologická ochrana** zahŕňa použitie biologických rádioprotektívných látok, tj. látok produkovaných živými organizmami. Tieto látky, ak sú podávané pred ožiarením, znižujú stupeň radiačného poškodenia, prednosťou biologických látok je ich malá toxicita. Pod biologickú ochranu tiež patrí liečenie po ožiarení, keď sa už žiarením poškodené bunky a tkanivá ťažko môžu obnoviť- ide najmä o transplantáciu kostnej drene.

**Chemická ochrana** spočíva v použití chemických rádioprotektívnych látok, tj. chemických zlúčenín, ktoré sú schopné zmierniť alebo zastaviť mnohé chemické a biochemické reakcie, ktoré vznikli po ožiarení. Podmienkou ochranného účinku je prítomnosť rádioprotektívnej látky v organizme už pred ožiarením.

### 4.3 Pravidlá pri práci s rádioaktívnymi látkami

Najväčšie nebezpečenstvo pri práci s rádioaktívnymi látkami predstavujú rádioaktívne látky, ktoré často bez nášho vedomia vniknú do tela. Veľkosť nebezpečenstva pri vniknutí rádioizotopu do tela závisí od celého radu faktorov, ako je druh a energia vysielaného žiarenia, doba polpremeny, rýchlosť, s akou sa z tela vylučujú a schopnosť usadzovať sa v určitom ľudskom orgáne. Tak napr. rádium a stroncium sa koncentrujú v kostiach a v kostnej dreni, kde účinok ich žiarenia je mimoriadne nebezpečný.

Najdôležitejšie rádioizotopy boli z hľadiska nebezpečia pre ľudský organizmus rozdelené do troch skupín:

Veľmi nebezpečné: <sup>45</sup>Ca, <sup>55</sup>Fe, <sup>90</sup>Sr, <sup>91</sup>Y, <sup>144</sup>Ce, <sup>147</sup>Sm, <sup>210</sup>Bi, <sup>226</sup>Ra, <sup>210</sup>Po.

Stredne nebezpečné: <sup>3</sup>H, <sup>14</sup>C, <sup>22</sup>Na, <sup>32</sup>P, <sup>35</sup>S, <sup>136</sup>C, <sup>54</sup>Mn, <sup>59</sup>Fe, <sup>60</sup>Co, <sup>89</sup>Sr, <sup>95</sup>Nb, <sup>103</sup>Ru, <sup>127</sup>Te, <sup>131</sup>I, <sup>137</sup>Ca, <sup>140</sup>Ba, <sup>140</sup>La, <sup>141</sup>Ce, <sup>142</sup>Pr, <sup>147</sup>Nd, <sup>198</sup>Au, <sup>203</sup>Hg, <sup>204</sup>Tl, <sup>205</sup>Hg.

Najmenej nebezpečné: <sup>24</sup>Na, <sup>42</sup>K, <sup>64</sup>Cu, <sup>52</sup>Mn, <sup>76</sup>As, <sup>77</sup>As, <sup>85</sup>Kr, <sup>197</sup>Hg.

Posledná skupina je tvorená rádioizotopmi s veľmi krátkym polčasom rozpadu. Toto rozdelenie má význam pri práci s otvorenými žiaričmi, u ktorých je pre každú skupinu a množstvo predpísaný stupeň bezpečnostných opatrení.

Vzhľadom na to, že v laboratóriu sa používajú len tzv. uzavreté a polouzavreté žiariče, je malá pravdepodobnosť vniknutia rádioaktívnej látky do tela. Pretože túto možnosť nemožno úplne vylúčiť, je nutné presne dodržiavať ďalej uvedené <u>pravidlá</u>, aby sa tým zaručilo, že nedôjde k zamoreniu pracovníkov a pracoviska rádioaktívnymi látkami.

- 1. Celý postup merania si treba vopred rozmyslieť a pripraviť bez preparátu, aby nedošlo k zbytočnému ožiareniu.
- 2. S gama žiaričmi možno manipulovať len pomocou manipulačných klieští, ktoré zaručujú väčšiu vzdialenosť preparátu od ruky.
- 3. Vzdialenosť preparátu od pracovníka má byť čo najväčšia a doba exponovania čo najkratšia.
- 4. V laboratóriu používané žiariče sú uzavreté a polouzavreté, takže pri opatrnom zaobchádzaní je vylúčený únik rádioaktívnej látky. Všetky práce s preparátmi treba teda vykonávať tak, aby sa vylúčilo akékoľvek poškodenie obalu rádioaktívneho preparátu.
- 5. Pri práci s polouzavretými žiaričmi, pri ktorých je rádioaktívna látka fixovaná lakom, umelou hmotou alebo tenkou kovovou fóliou, treba zvlášť dbať, aby nenastalo porušenie obalu. Každý prípad poškodenia chrániacich látok treba hneď hlásiť vedúcemu cvičenia, lebo od tohoto okamžiku stáva sa žiarič otvoreným a vzniká nebezpečie zamorenia.
- 6. Pri práci s prenikavým žiarením je potrebné postaviť medzi zdroj žiarenia a pracovníka ochrannú stenu.
- 7. Všetky preparáty, ktoré nie sú bezpodmienečne potrebné pri meraní, musia byť uložené v krytoch.

V rádioizotopovom laboratóriu na KJSF PF UPJŠ sa na každom cvičení uskutočňuje meranie a evidencia sumárnej dávky jednotlivých osôb. V laboratóriu sa tiež povinne uskutočňuje evidencia pracovníkov – dátum, čas a ich pracovná činnosť v laboratóriu. Merania dávok sa konajú pomocou meracieho prístroja RKP-1. Pomocou tohto prístroja sa tiež uskutočňujú kontrolné merania expozičnej rýchlosti na povrchoch krytov.

### 4.4 Limity ožiarenia pracovníkov, študentov a obyvateľstva

Podľa §11 ods.1 Nariadenia vlády SR o základných bezpečnostných požiadavkách na ochranu zdravia pracovníkov a obyvateľov pred ionizujúcim žiarením č.345/2006 Z.z. sú **limity ožiarenia pracovníkov** nasledovné:

- a) efektívna dávka 100 mSv počas piatich za sebou nasledujúcich kalendárnych rokov, pričom efektívna dávka v žiadnom kalendárnom roku nesmie prekročiť 50 mSv,
- b) ekvivalentná dávka v očnej šošovke 150 mSv v kalendárnom roku,
- c) ekvivalentná dávka v koži 500 mSv v kalendárnom roku, ktorá sa určuje ako priemerná dávka na ploche jedného cm<sup>2</sup> najviac ožiarenej kože bez ohľadu na veľkosť ožiarenej plochy kože,

d) ekvivalentná dávka v horných končatinách od prstov až po predlaktie a v nohách od chodidiel až po členky 500 mSv v kalendárnom roku.

Podľa §15 ods.1 tohto nariadenia sú limity ožiarenia obyvateľov nasledovné

- a) efektívna dávka 1 mSv v kalendárnom roku,
- b) ekvivalentná dávka v očnej šošovke 15 mSv v kalendárnom roku,
- c) ekvivalentná dávka v koži 50 mSv v kalendárnom roku, ktorá sa určuje ako priemerná dávka na ploche 1 cm<sup>2</sup> najviac ožiarenej kože bez ohľadu na veľkosť ožiarenej plochy kože.

Podľa §13 ods. 1 tohto nariadenia **limity ožiarenia praktikantov a študentov** sa vzťahujú na ožiarenie, ktorému sú vedome, dobrovoľne a po poučení o rizikách s tým spojených vystavené osoby v čase špecializovanej prípravy na výkon povolania so zdrojmi ionizujúceho žiarenia.

Podľa §13 ods. 2 **limity ožiarenia praktikantov a študentov** sú od kalendárneho roku nasledujúceho po kalendárnom roku, v ktorom tieto osoby dovŕšia 18. rok veku, rovnaké ako limity ožiarenia pracovníkov.

# Úloha č. 1 : Štúdium Geigerovho – Müllerovho počítača

### Všeobecná časť

Geigerov – Müllerov (GM) počítač patrí k plynovým detektorom. GM detektor má dve elektródy: jednu tvorí zvyčajne kovový alebo pokovený sklený valec (katóda) a druhou je tenké vlákno (anóda), ku ktorým je cez odpor pripojený zdroj jednosmerného napätia (obr.1.1). GM počítače pracujú v oblasti E ionizácie vyvolanej nárazom iónov na molekuly (viď obr.10, kap.II Detektory). Z obr.10 vidieť, že krivka, ktorá znázorňuje napäťovú závislosť ionizačného prúdu v tejto oblasti, vyvolaného alfa časticami, sa stotožní s krivkou pre beta častice. Napätie U sa nastavuje asi o 100 V nad hodnotu, ktorá sa nazýva Geigerovým prahom ( $U_{GP}$ ) – obr.1.2.  $U_{GP}$  je teda napätie, nad ktorým ionizácia nezávisí od náboja a hmotnosti ionizujúcej častice.

Mechanizmus registrácie častice možno popísať nasledovným spôsobom: ionizujúca častica pri prechode citlivým objemom detektora vytvorí iónové páry – elektróny a kladné ióny. Elektróny sú silovým účinkom poľa priťahované k vláknu, pričom na svojej dráhe spôsobujú lavínovitú ionizáciu. Menšiu pohyblivosť majú kladné ióny, ktoré sa po dlhšom čase zhromaždia na valcovej ploche. Po rozvinutí výboja sa vytvorí v počítači v oblasti anódy kladný priestorový náboj. Ktorý zníži spád potenciálu pod  $U_{GP}$ . V tomto čase nemôže dôjsť k ionizácii nárazom a počítač nie je citlivý na prelet ďalšej ionizujúcej častice. Doba, počas ktorej počítač nie je schopný zaregistrovať ďalšiu časticu, sa nazýva mŕtva doba detektora ( $\tau_{MD}$ ) a na jej veľkosť má podstatný vplyv doba zhasnutia výboja. Rozlišovacia doba detektora  $\tau$  je časový interval, ktorý uplynie od momentu preletenia častice objemom počítača až do okamihu, keď ďalšia častica vyvolá výstupný impulz s amplitúdou nad diskriminačnou hladinou registračného zariadenia. Keďže diskriminačná hladina obyčajne nie je vysoká (~ 1 V), potom platí, že  $\tau \cong \tau_{MD}$ .

Procesy v GM počítači majú snahu udržať výboj a premeniť ho na trvalý. Hoci táto tendencia pôsobí kladne na zosilnenie impulzu, je potrebné včas ju obmedziť. Vhodným spôsobom treba zastaviť – zhasiť výboj, aby bolo možné registrovať ďalšie častice. Metódy zhášania výboja môžu byť externé a interné. Externá metóda spočíva v použití vonkajšieho elektrického obvodu, v súčasnosti sa už málo používa. Interná metóda je založená na použití vhodných prímesí plynovej náplne detektora (organické pary, halogény). Molekuly týchto prímesí sú tiež ionizované, ale vzhľadom na ich veľkosť a menšiu pohyblivosť, zostávajú v blízkosti anódy, utvoria kladný priestorový náboj, čím sa zníži gradient potenciálu v okolí elektródy a dôjde k prerušeniu výboja. Zapojenie GM detektora je na obr.1.1.

Celkový počet impulzov, ktorý je počítač schopný zaregistrovať je u menej kvalitných počítačov ~  $10^7$ , u dobrých počitačov  $10^8$ -  $10^{10}$  impulzov. Tento počet udáva tzv. životnosť počítača. Pre svoju relatívnu jednoduchosť je GM detektor často využívaný na detekciu rádioaktívneho žiarenia v praxi, napr. v armáde.

Dôležitou charakteristikou GM počítača je jeho napäťová charakteristika, t.j. závislosť početnosti impulzov od napätia medzi elektródami. Ak do blízkosti detektora umiestnime zdroj žiarenia a postupne začneme zvyšovať napätie medzi elektródami, zistíme, že až pri určitej hodnote napätia (U<sub>s</sub> na obr.1.2) počítač začne registrovať impulzy.



Obr.1.1 : Zapojenie GM počítača.

Po ďalšom zvyšovaní napätia počet impulzov rýchlo rastie až po istú hodnotu napätia (Geigerov prah), pri ktorej začína tzv. plató (plošina), kde počet impulzov málo závisí od napätia (na obrázku 1.2 je to oblasť v rozmedzí napätí  $U_{GP} - U_K$ ). Rôzne GM detektory, aj rovnakého typu, môžu mať plošinu rôznej dĺžky. Pri ďalšom zvyšovaní napätia môže dôjsť k prudkému nárastu počtu impulzov, k výboju a zničeniu detektora. Stred plató sa nazýva pracovný bod, zodpovedajúce napätie je pracovné napätie  $U_P$ . Mierne stúpanie plató je spôsobené nepravými impulzmi. Dobrý počítač má mať stúpavosť plató na 100 V menej ako 0,1 %.



Obr.1.2 : Napäťová charakteristika GM detektora – závislosť počtu zaregistrovaných impulzov od napätia,  $U_S$  – štartovacie napätie,  $U_{GP}$  – Geigerov prah,  $U_P$  – pracovné napätie, oblasť medzi  $U_{GP}$  a  $U_K$  je oblasť plató.

Stúpavosť plató sa počíta zo vzťahu

$$S = \frac{\Delta N}{N_{tt}} \cdot 100\% \qquad , \tag{1.1}$$

kde  $N_U$  je početnosť pri napätí U<sub>GP</sub>, N<sub>U+100</sub> je početnosť impulzov pri napätí o 100 V vyššom a  $\Delta N = N_{U+100} - N_U$ .

Existencia mŕtvej doby spôsobuje systematickú chybu pri detekcii rádioaktívneho žiarenia. Skutočne, ak objemom počítača prejde za jednotku času  $I_0$ častíc, zaregistruje sa z nich len *I* častíc, pretože ostatné preletia v čase, keď počítač nie je citlivý. Interval, počas ktorého počítač nie je schopný registrovať, je rovný  $\tau . I$ , čiže počítač nezaregistruje  $\tau . I_0 . I$  častíc. Takže medzi skutočnou intenzitou  $I_0$  a nameranou hodnotou I je vzťah

$$I_0 - I = \tau I I_0 \qquad . \tag{1.2}$$

Úpravou dostaneme

$$I_0 = \frac{I}{1 - \tau I} \qquad (1.3)$$

Rozlišovaciu dobu počítača  $\tau$  je možné zmerať pomocou dvoch zdrojov žiarenia. Za týmto účelom je treba porovnať nameranú intenzitu  $I_{12}$  pri ožiarení počítača oboma žiaričmi so súčtom nameraných intenzít  $I_1$  a  $I_2$  od každého žiariča zvlášť. Ukáže sa, že platí  $I_{12} < I_1 + I_2$ .

Hodnoty 
$$I_1$$
,  $I_2$ ,  $I_{12}$  sú opravené na pozadie, t.j.platí  
 $I_i = I_{ip} - I_p$ , (1.4)

kde i = 1, 2, 12.  $I_{ip}$  sú namerané intenzity včítane pozadia. Keď že z podmienok experimentu platí (zachováva sa geometrické usporiadanie)

$$I_{012} = I_{01} + I_{02} \quad , \tag{1.5}$$

kde I 01, I 02, I 012 sú skutočné intenzity, pre ktoré platí vzťah (1.3), možno písať

$$\frac{I_{12}}{1 - I_{12}\tau} = \frac{I_1}{1 - I_1\tau} + \frac{I_2}{1 - I_2\tau} \qquad (1.6)$$

Pre  $I \tau^2 \ll 1$  je riešením rovnice (1.5)

$$\tau = \frac{I_1 + I_2 - I_{12}}{2I_1 I_2} \qquad . \tag{1.7}$$

Chybu v určení rozlišovacej doby  $\tau$ možno približne určiť zo vzťahu

$$\sigma_{\tau} = \frac{\sigma(I_1 + I_2 - I_{12})}{2I_1 I_2} \qquad , \tag{1.8}$$

kde

$$\sigma(I_1 + I_2 - I_{12}) = \sqrt{\frac{I_{1p}}{t_1} + \frac{I_{2p}}{t_2} + \frac{I_{12p}}{t_{12}} + \frac{I_p}{t_p}}, \qquad (1.9)$$

t<sub>1</sub>, t<sub>2</sub>, t<sub>12</sub>, t<sub>p</sub> sú príslušné doby merania jednotlivých intenzít. Aby celkový čas merania bol optimálne využitý, t.j. aby  $\sigma_{\tau}$  bolo minimálne, je nutné rozdeliť ho medzi jednotlivé merania pomocou rovnice

$$t_p: t_1: t_2: t_{12} = \sqrt{I_p}: \sqrt{I_{1p}}: \sqrt{I_{2p}}: \sqrt{I_{12p}} \quad . \tag{1.10}$$

### Pracovné úlohy

1. Zmerať charakteristiku GM počítača, znázorniť graficky, určiť chyby jednotlivých meraní a vyznačiť ich na grafe.

2. Určiť pracovné napätie, vyznačiť ho na grafe. Vypočítať stúpavosť plató.

3. Stanoviť rozlišovaciu dobu GM detektora metódou dvoch žiaričov a určiť chybu rozlišovacej doby.

### Postup merania a spracovanie výsledkov

Úloha 1.

V blízkosti počítača umiestnime žiarič a pomaly zvyšujeme napätie od nuly, až kým počítač nezačne registrovať. Počínajúc týmto napätím zvyšujeme napätie po 20 V a v každom bode meriame počet impulzov N za čas t. Takto premeriame celú charakteristiku až na koniec plató. Akonáhle začne počet impulzov rýchlejšie rásť, ukončíme meranie. Ďalšie zvyšovanie napätia by viedlo k zničeniu počítača. Z nameraných hodnôt zostrojíme graf. Chyby jednotlivých meraní znázorníme ako kolmé úsečky vyjadrujúce štatistickú odchýlku ( $\pm \sqrt{N}$ ) výsledku.

Úloha 2.

Pracovné napätie sa určuje v strede plató. Stúpavosť plató sa počíta zo vzťahu (1.1).

Úloha 3.

Uskutočníme orientačné merania početnosti impulzov N<sub>1p</sub>, N<sub>2p</sub>, N<sub>12p</sub> a N<sub>p</sub> za čas t=10s a určíme hodnoty jednotlivých intenzít za 1 s. Ak je intenzita pozadia oveľa menšia ako ostatné merané intenzity, nemusíme tieto opravovať vzhľadom na pozadie, čo zaznačíme do protokolu z merania. Podľa rovnice (1.10) vypočítame rozdelenie celkovej doby merania t na jednotlivé zložky t<sub>1</sub>, t<sub>2</sub>, t<sub>p</sub>, t<sub>12</sub> tak, aby celkový čas merania t = t<sub>p</sub> + t<sub>1</sub> + t<sub>2</sub> + t<sub>12</sub> nebol kratší ako 1000 sekúnd. Zmeriame početnosti za odpovedajúce časy a zo vzťahov (1.7) a (1.8) určíme mŕtvu dobu GM počítača  $\tau$  a jej chybu  $\sigma_{\tau}$ .

# Úloha č. 2 : Dozimetrická kontrola pracoviska

### Všeobecná časť

Pri práci s rádioaktívnymi látkami je potrebné dôsledne dodržiavať bezpečnostné predpisy a kontrolovať, či ožiarenie organizmu neprekročilo dovolenú hranicu. V kap. 4 "Všeobecné pravidlá pre prácu s rádioaktívnymi látkami" sú stručne opísané možné škodlivé účinky rádioaktívneho žiarenia na ľudský organizmus, veličiny a jednotky používané v ochrane pred žiarením, a tiež limity ožiarenia pracovníkov s ionizujúcim žiarením, obyvateľov a študentov podľa platnej legislatívy.

Dozimetrická kontrola pracoviska, na ktorom sa nachádzajú rádioaktívne žiariče, je súčasťou systému ochrany pracovníkov a študentov pred škodlivými účinkami ionizujúceho źiarenia. Samotnú ochranu možno rozdeliť na ochranu:

- ochrannými prostriedkami (kryty, tienenie, ochranný odev...)
- metodikami (skrátenie doby expozície, t.j.času, počas ktorého je pracovník študent vystavený riziku ožiarenia,...)
- právnu ochranu (predpisy a nariadenia o ochrane pracovníkov s ionizujúcim žiarením, limity...)

Pracovné činnosti s rádioaktívnymi látkami musia byť v súlade so základnými princípmi radiačnej ochrany, a teda činnosť vedúcu k ožiareniu možno vykonávať, len ak je odôvodnená (par.6 a 7, NV SR č.345/2006), radiačná ochrana musí byť optimalizovaná (par.8 NV SR č.345/2006).

#### Pracovná úloha

1. Zmerať dávky jednotlivých študentov v laboratóriu v priebehu cvičenia.

#### Postup práce a spracovanie výsledkov

Meranie dávok osôb sa robí pomocou meracieho prístroja RKP-1. Oboznámte sa s jeho činnosťou. Počas merania treba určiť a zapísať do evidencie sumárnu dávku každého študenta, ktorú dostane v priebehu cvičenia. Hodnota uvedená v evidencii by mala odpovedať expozícii v trvaní 3 hodín ( reálna dĺžka laboratórnych cvičení je 2h 15 min t.j. 3 vyučovacie hodiny). Porovnajte získané hodnoty s maximálne prípustnými dávkami.

## Úloha č. 3 : Meranie rozlišovacej doby koincidenčného obvodu metódou náhodných koincidencií

#### Všeobecná časť

Koincidenčný obvod je elektronické zariadenie s jedným výstupom a dvoma (alebo viacerými) vstupmi. Výstup je aktivovaný len vtedy, keď sú signály prijímané v rovnakom čase na oboch (alebo viacerých) vstupoch. Koincidenčný obvod navrhol v roku 1924 nemecký fyzik Walther Both na detekciu prípadov kozmického žiarenia a iných atómových a subatómových častíc. Koincidenčný obvod musí mať vhodné "koincidenčné okno", tj musí byť schopný rozlišovať medzi dvoma signálmi, ktoré prichádzajú v rovnakom čase od tých, ktoré sú navzájom oveľa viac časovo posunuté (napr. viac ako niekoľko mikrosekúnd). Navrhnutie takejto elektroniky bolo v tom čase veľkým úspechom a W. Both získal v roku 1954 Nobelovu cenu za fyziku za rozvoj koincidenčné j metódy.

Metódy koincidencií a antikoincidencií sú jednými z najčastejšie používaných experimentálnych metód jadrovej fyziky a fyziky elementárnych častíc. Umožňujú registrovať častice s daným vzťahom medzi nimi v priestore a čase. Skôr než uvedieme typické prípady použitia týchto obvodov, vysvetlíme princíp ich práce. Funkcia koincidenčného obvodu (KO) je teda nasledovná: KO produkuje na výstupe signál, ak na jeho dva vstupy prídu dva signály súčasne. Na výstupe sa neobjaví žiadny signál, ak časový rozdiel medzi impulzom, ktorý príde na vstup 1 a impulzom na vstupe 2 je väčší ako určitý čas  $\tau$  nazývaný rozlišovacím časom KO, to znamená, že impulz iba na jednom vstupe nevyvolá výstupný signál. Z toho vyplýva, že KO umožňuje stanoviť súčasnosť dvoch udalostí s presnosťou  $\tau$ .

Rozlišovací čas KO bude závisieť od dĺžky vstupných impulzov. Ak totiž na vstup 1 v čase t<sub>0</sub> príde impulz dĺžky t<sub>1</sub>, potom KO je v čase od t<sub>0</sub> do t<sub>0</sub> + t<sub>1</sub> schopný produkovať koincidenčný impulz, ak na vstup 2 v tomto čase príde impulz. Pri dĺžke impulzu na vstupe 2 (t<sub>2</sub> = t<sub>1</sub>) je potom rozlišovací čas KO rovný t<sub>1</sub> :

$$\frac{t_2 + t_1}{2} = t_1 \tag{3.1}$$

Keďže dĺžka impulzov je rôzna pre rôzne detektory, a aj pri tom istom detektore sa mení, je nutné k presnému definovaniu rozlišovacej doby dávať na vstupy KO tvarované impulzy (napr. obdĺžnikové), ktorých amplitúda a dĺžka nezávisí na tvare impulzu z detektora. Rozlišovací čas KO možno meniť dĺžkou tvarovaného impulzu. Na tvarovanie impulzov sa najčastejšie používajú multivibrátory s jedným stabilným stavom.

U popísaného KO ide o tzv. dvojné koincidencie. Existujú však aj KO pre viacnásobné koincidencie, kde výstupný impulz je produkovaný len v prípade, že na všetky vstupy KO (je ich viac ako 2) prídu impulzy súčasne.

Bloková schéma usporiadania KO systému s dvomi detektormi je znázornená na obr. 3.1.



Obr.3.1: Bloková schéma zapojenia koincidenčného obvodu s dvomi detektormi D1 a D2, LZ1, LZ2 – lineárne zosilňovače, KO – koincidenčný obvod, ČI – čítač impulzov.

Príklady na použitie koincidenčnej a antikoincidenčnej metódy v jadrovej fyzike:

1. Koincidenčná metóda je jednou z najpresnejších metód pre určovanie absolútnej aktivity izotopov, ktoré sa rozpadajú súčasným vyžiarením  $\gamma$  - kvanta a  $\beta$  častice. Meraním  $\beta\gamma$  - koincidencií je možné určiť absolútnu aktivitu bez zavádzania korekčných faktorov, ktoré sú nutné pri iných metódach (podrobný opis metódy - pozri úlohu č.11.).

2. Veľmi často je používaná koincidenčná metóda na vylúčenie šumu fotonásobiča. Šum fotonásobiča vnáša do merania najmä nízkych aktivít veľkú chybu. Ak na výstupe fotonásobiča  $FN_1$  sa objaví impulz, ako dôsledok interakcie nabitej častice s látkou scintilátora, objaví sa súčasne aj impulz na výstupe  $FN_2$ , pretože fotonásobiče sú napojené na jeden scintilátor a obidva registrujú záblesk. Dôjde ku koincidencii a tento impulz zaregistruje počítač. Ak sa objaví na výstupe jedného z FN šumový impulz, je veľmi málo pravdepodobné, aby súčasne vznikol aj v druhom - nedôjde ku koincidencii a takýto impulz sa neregistruje.

3. Pri meraní veľmi nízkych aktivít je nutné znížiť pozadie detektora, spôsobené kozmickým žiarením a žiarením okolia na minimum. Toto je možné dosiahnuť použitím antikoincidenčnej metódy.

Funkcia antikoincidenčného obvodu (AKO) je nasledovná: výstupný impulz, ako dôsledok impulzu na vstupe 1, je produkovaný len ak sa súčasne na vstupe 2 neobjaví impulz, inými slovami AKO vylučuje súčasné udalosti.

Detektor  $D_1$ , ktorý registruje žiarenie skúmanej vzorky, je zapojený na jeden vstup antikoincidenčného obvodu. Na druhý vstup je zapojený systém detektorov  $D_2$ , ktoré obklopujú  $D_1$  tak, aby každá častica kozmického žiarenia, ktorá preletí cez  $D_1$ , musela preletieť aj niektorým zo systému detektorov. Tým dôjde k súčasnému príchodu dvoch impulzov na vstup AKO, takýto impulz z detektora  $D_1$  je vylúčený.

Ako bolo už uvedené, dôležitým parametrom KO je rozlišovacia doba. Na jej presné určenie sa často používa metóda náhodných koincidencií, spočívajúca v tom, že ak sa ku KO obvodu zapoja nezávislé zdroje signálov (v našom prípade dva scintilačné detektory, registrujúce oddelene žiarenie dvoch žiaričov), potom nehľadiac na to, že medzi signálmi nebude genetická väzba, niektoré z nich vyvolajú koincidencie. Keďže tieto koincidencie sú podmienené náhodným vznikom dvoch impulzov v tom istom

okamihu, volajú sa náhodné. Je zrejmé, že ich počet rastie so zväčšením rozlišovacej doby KO a s intenzitou vstupných impulzov. Počet náhodných koincidencií  $I_n$  je daný vzťahom:

$$I_n = 2 \tau I_1 I_2 , (3.2)$$

 $I_1$ , resp.  $I_2$  je počet impulzov za jednu sekundu na vstupe 1, resp. na vstupe 2,  $\tau$  je rozlišovacia doba v sekundách. Z toho pre rozlišovaciu dobu platí:

$$\tau = \frac{I_n}{2I_1 I_2} \qquad (3.3)$$

Chybu merania vypočítame ako

$$\sigma(\tau) = \sqrt{\left(\frac{\partial \tau}{\partial I_n}\right)^2 \sigma^2(I_n) + \left(\frac{\partial \tau}{\partial I_1}\right)^2 \sigma^2(I_1) + \left(\frac{\partial \tau}{\partial I_2}\right)^2 \sigma^2(I_2)} \quad , \tag{3.4}$$

pričom chyby merania jednotlivých intenzít určíme podľa vzťahu

$$\sigma(I) = \sqrt{\frac{I}{t}} \quad , \tag{3.5}$$

kde t je doba merania. Relatívnu chybu merania vypočítame zo vzťahu

$$\delta = \frac{\sigma(\tau)}{\tau} 100\% \qquad (3.6)$$

#### Pracovné úlohy

- 1. Určiť rozlišovaciu dobu KO a jej chybu metódou náhodných koincidencií.
- 2. Porovnať získané výsledky s prístrojovými hodnotami.

#### Postup merania a spracovanie výsledkov

Úloha 1.

Na koincidenčnom obvode je možné nastaviť rozlišovaciu dobu  $\tau = 0,1 \ \mu s, 0,2 \ \mu s, 0,5 \ \mu s, 1 \ \mu s a 2 \ \mu s.$  Zmeriame početnosť impulzov  $N_I a N_2$  na vstupe 1, resp. na vstupe 2 za 100 s, určíme  $I_1 a I_2$ . Zmeriame počet náhodných koincidencií  $N_n$  pre všetky možné nastavenia  $\tau$  s presnosťou na 3 %. Zo vzťahu (3.3) určíme rozlišovaciu dobu  $\tau$  pre jednotlivé merania, zo vzťahu (3.4) určíme chybu rozlišovacej doby  $\sigma$  a podľa vzťahu (3.6) relatívnu chybu  $\delta$ .

#### Úloha 2.

Výsledky zapíšeme do prehľadnej tabuľky. Zistíme, či hodnota  $\tau_p$  (nastavená prístrojová hodnota rozlišovacej doby pri konkrétnom meraní) patrí do intervalov

 $<\tau_v - \sigma, \tau_v + \sigma >, <\tau_v - 2\sigma, \tau_v + 2\sigma >$ alebo $<\tau_v - 3\sigma, \tau_v + 3\sigma >,$  kde  $\tau_v$  je hodnota rozlišovacej doby určená výpočtom pri konkrétnom meraní.

# Úloha č. 4 : Štatistické rozdelenie nameraných hodnôt

Všeobecná časť

Pri detekcii jadrového žiarenia meriame počet impulzov zaregistrovaných počítačom za určitý časový interval. Pri opakovanom meraní, dostaneme všeobecne vždy iný výsledok. Namerané hodnoty n sú rozložené okolo strednej hodnoty  $\overline{n}$  podľa Poissonovho rozdeľovacieho zákona

$$W(n) = e^{-\bar{n}} \frac{\bar{n}^n}{n!} \tag{4.1}$$

kde W(n) je pravdepodobnosť toho, že výsledkom merania bude hodnota *n*. Ak meranie vykonáme *N*-krát, a výsledok  $n = n_i$  vyjde  $f(n_i)$ -krát, potom pravdepodobnosť  $W(n_i)$  je približne rovná podielu  $f(n_i)$  a *N*:

$$W(n_i) \approx \frac{f(n_i)}{N} \tag{4.2}$$

Pre  $N \rightarrow \infty$  pravá strana tejto rovnice limituje k  $W(n_i)$ . Výberovú strednú hodnotu výsledkov merania vypočítame z rovnice

$$\langle n \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i} f(n_i) n_i \tag{4.3}$$

a výberovú strednú kvadratickú odchýlku z rovnice

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i} f(n_i)(< n > -n_i)^2}{N - 1}}$$
(4.4)

Ak rozloženie nameraných hodnôt je Poissonovo rozdelenie, súčasne platí:

$$\sigma = \sqrt{\langle n \rangle} \tag{4.5}$$

#### Pracovné úlohy

1. Zistiť výberovú strednú hodnotu počtu zaregistrovaných impulzov za zvolený časový interval a jej strednú kvadratickú odchýlku.

2. Zostrojiť rozloženie hodnôt  $n_i$  a porovnať ho s teoretickým Poissonovým rozložením, ktorého stredná hodnota je rovná výberovej strednej hodnote získaného rozloženia  $\langle n \rangle$ .

2 Vymočítať disporziu a strodný kysdrotický odchýlku pomoroného rozdelonie a

3. Vypočítať disperziu a strednú kvadratickú odchýlku nameraného rozdelenia a porovnať ich s teoretickými hodnotami pre príslušné Poissonovo rozdelenie.

4. Zistiť, aké percento výsledkov merania je v intervaloch  $\langle n-k.\sigma, n+k.\sigma \rangle$  pre k = 1,2,3 a výsledky porovnať s teoretickými hodnotami.

#### Postup práce a spracovanie výsledkov

Na základe niekoľkých orientačných meraní počtu zaregistrovaných impulzov za konštantný čas t spravíme odhad intervalu, v ktorom budú ležať výsledky merania. Na pomocnom linkovanom papieri očíslujeme jednotlivé riadky číslami z tohto intervalu. Za rovnakých podmienok zmeriame 500-krát počet zaregistrovaných impulzov za zvolený časový interval. Ak je výsledkom k-tého merania hodnota  $n_i$ , spravíme do riadku  $n_i$  čiarku. Po skončení merania sčítame počet čiarok v jednotlivých riadkoch. Tieto súčty sú rovné početnostiam  $f(n_i)$  jednotlivých výsledkov. Celkový počet meraní N je súčtom početností  $f(n_i)$ :

$$N = \sum_{i} f(n_i) \tag{4.6}$$

Hodnoty < n > a  $\sigma$ vypočítame podľa rovníc (4.3) a (4.4) a strednú kvadratickú odchýlku strednej hodnoty < n > podľa rovnice

$$\sigma(\langle n \rangle) = \frac{\sigma(n)}{\sqrt{N}} = \sqrt{\frac{\langle n \rangle}{N}}$$
(4.7)

Veličiny  $f(n_i)$ ,  $\sqrt{f(n_i)}$ ,  $f(n_i).n_i$ ,  $f(n_i)(< n > -n_i)^2$ ,  $W(n_i)$  a  $N.W(n_i)$  zapíšeme do tabuľky. Do grafu vynesieme početnosť  $f(n_i)$  v závislosti na  $n_i$  vo forme histogramu (obr.4.1).

Rozdelenie hodnôt  $n_i$  je diskrétne, keďže sú to celé kladné hodnoty. Závislosť hodnôt  $f(n_i)$  na  $n_i$ , čiže štatistické rozdelenie hodnôt  $n_i$ , znázorníme do ďalšieho grafu spolu s funkciou  $N.W(n_i)$  (obr.4.2). Hodnoty  $W(n_i)$  určíme podľa vzťahu 4.1:

$$W(n_i) = e^{-\overline{n}} \frac{\overline{n}^{n_i}}{n_i!}$$

Teoretickú závislosť  $N.W(n_i)$  znázorníme spojitou krivkou. Hodnoty  $f(n_i)$  sú náhodné veličiny, ktorých stredná kvadratická odchýlka  $\sigma = \sqrt{f(n_i)}$ . Hodnoty chýb  $f(n_i)$  sú v grafe znázornené úsečkami nad a pod hodnotou  $f(n_i)$ . Hodnoty  $f(n_i)$  by sa mali zhodovať s hodnotami  $N.W(n_i)$  v rozmedzí  $\pm \sqrt{f(n_i)}$ .


Obr. 4.1: Histogram nameraných hodnôt.



Obr.4.2: Štatistické rozdelenie dát aproximované Poissonovým rozdelením.

Pri porovnávaní experimentálnych hodnôt s teoretickými predpokladáme, že výberová stredná hodnota  $\langle n \rangle = \overline{n}$ . V ďalšom budeme túto hodnotu označovať ako strednú hodnotu  $\overline{n}$ .

Sumy  

$$\sum_{\substack{n=\bar{n}-\sigma\\n=\bar{n}+2\sigma\\n=\bar{n}-2\sigma}}^{n=\bar{n}+\sigma} W(n),$$
(4.8)  

$$\sum_{\substack{n=\bar{n}-3\sigma\\n=\bar{n}-3\sigma}}^{n=\bar{n}+3\sigma} W(n),$$

udávajú pravdepodobnosť toho, že výsledok merania bude ležať v intervale  $\langle \overline{n} - \sigma, \overline{n} + \sigma \rangle, \langle \overline{n} - 2\sigma, \overline{n} + 2\sigma \rangle$  a  $\langle \overline{n} - 3\sigma, \overline{n} + 3\sigma \rangle$ .

*N*-násobok týchto súm je približne rovný počtu meraní, ktorých výsledok leží v intervaloch:

$$\sum_{n=\bar{n}-\sigma}^{\bar{n}+\sigma} f(n) \approx N \sum_{n=\bar{n}-\sigma}^{\bar{n}+\sigma} W(n)$$

$$\sum_{n=\bar{n}-2\sigma}^{\bar{n}+2\sigma} f(n) \approx N \sum_{n=\bar{n}-2\sigma}^{\bar{n}+2\sigma} W(n)$$

$$\sum_{n=\bar{n}-3\sigma}^{\bar{n}+3\sigma} f(n) \approx N \sum_{n=\bar{n}-3\sigma}^{\bar{n}+3\sigma} W(n)$$
(4.9)

Pretože  $\sigma$  obvykle nie je celé číslo, zaokrúhľujeme medze sčítania s presnosťou na desatinu a pri sčítaní berieme z medzného intervalu odpovedajúce početnosti f(n<sub>i</sub>).

Spracovanie celej úlohy, vrátane protokolu obsahujúceho namerané hodnoty, vypočítané požadované hodnoty, tabuľky a grafy, je programovo zabezpečené pomocou interaktívneho programu na PC v laboratóriu.

# Úloha č. 5 : Voľba doby merania

Všeobecná časť

Počet častíc zaregistrovaných počítačom za jednotku času je

$$I = \frac{N}{t} \quad , \tag{5.1}$$

kde N je počet častíc za čas t. I je náhodná veličina so strednou kvadratickou odchýlkou

$$\sigma = \frac{\sqrt{N}}{t} = \sqrt{\frac{I}{t}} \qquad . \tag{5.2}$$

Predĺžením času merania *t* sa síce zväčšuje počet zaregistrovaných impulzov *N* a stredná kvadratická odchýlka tejto veličiny ( $\sigma = \sqrt{N}$ ), ale stredná kvadratická odchýlka intenzity *I* klesá. Ak potrebujeme zmerať túto veličinu s predpísanou relatívnou chybou

$$\delta = \frac{\sigma}{I} = \sqrt{\frac{1}{It}} = \frac{1}{\sqrt{N}} \qquad , \tag{5.3}$$

čas merania *t* potrebný na dosiahnutie predpísanej presnosti dostaneme úpravou rovnice (5.3):

$$\delta^2 = \frac{1}{It} , \qquad (5.4)$$

$$t = \frac{1}{I\,\delta^2} \ . \tag{5.5}$$

Takto získanú hodnotu *t* zaokrúhlime na najbližšiu vyššiu hodnotu, ktorú je možné nastaviť na čítači impulzov.

Niekedy vychádzame priamo z rovnice (5.3). Napr. na dosiahnutie relatívnej chyby  $\delta \le 10^{-2}$ , musí byť N  $\ge 10^{4}$ . Preto stačí merať tak dlho, dokiaľ N neprekročí vypočítanú hodnotu a intenzitu *I* vypočítame z rovnice (5.1).

Často sa stáva, že meraný efekt je sprevádzaný iným efektom, ktorý nemôžeme odstrániť. Napr. ak meriame intenzitu žiarenia I pochádzajúceho z určitého rádioizotopu, počítač neregistruje len žiarenie pochádzajúce z tohto rádioizotopu, ale aj žiarenie pochádzajúce z okolitých žiaričov, kozmické žiarenie a pod. Nech je intenzita tohto žiarenia (tzv. pozadia)  $I_1$ . Po vložení žiariča na pracovné miesto počítač registruje tak častice pochádzajúce z tohto žiariča, ako aj pozadie. Ak je intenzita žiarenia pochádzajúca z tohto žiariča I, potom počítač zmeria intenzitu  $I_2 = I + I_1$ . Meraním môžeme zistiť len intenzity  $I_1$  a  $I_2$  a hľadanú veličinu I počítame zo vzťahu

$$I = I_2 - I_1 . (5.6)$$

Ak je splnená nerovnosť

$$I >> I_1, \tag{5.7}$$

t.j. intenzita pozadia je oveľa menšia ako intenzita meraného žiariča, potom môžeme intenzitu pozadia zanedbať a

$$I \approx I_2. \tag{5.8}$$

Chyba tejto veličiny je daná vzťahom (5.2). Ak ostrá nerovnosť (5.7) nie je splnená, intenzitu I počítame z rovnice (5.6). Stredná kvadratická odchýlka  $\sigma(I)$  je daná rovnicou:

$$\sigma(I) = \sqrt{\sigma^2(I_1) + \sigma^2(I_2)} \qquad , \qquad (5.9)$$

kde

$$\sigma(I_1) = \sqrt{\frac{I_1}{t_1}}, \quad \sigma(I_2) = \sqrt{\frac{I_2}{t_2}},$$

a  $t_1$  a  $t_2$  sú časy merania veličín  $N_1$  a  $N_2$ . Stredná kvadratická odchýlka  $\sigma(I)$  závisí od časov  $t_1$  a  $t_2$ , ale pri pevnej voľbe  $t = t_1 + t_2$  aj od deľby výsledného času merania t na časy  $t_1$  a  $t_2$ . Aby sme pri danej voľbe dostali  $\sigma$  minimálne, volíme  $t_1$  tak, aby

$$\frac{d\sigma}{dt_1} = \frac{d}{dt_1} \sqrt{\frac{I_1}{t_1} + \frac{I_2}{t_2}} = \frac{d}{dt_1} \sqrt{\frac{I_1}{t_1} + \frac{I_2}{t_1 - t_1}} = 0 \qquad .$$
(5.10)

Po derivovaní dostaneme:

$$\frac{1}{2} \frac{-\frac{I_1}{t_1^2} + \frac{I_2}{(t-t_1)^2}}{\sqrt{\frac{I_1}{t_1} + \frac{I_2}{(t-t_1)}}} = 0 ,$$

z toho vyplýva

$$\frac{t_1}{t_2} = \sqrt{\frac{I_1}{I_2}}$$
 , (5.11)

a

$$t_1 = t_2 \sqrt{\frac{I_1}{I_2}}$$
 . (5.12)

Po dosadení za  $t_1$  pre minimálnu hodnotu  $\sigma_{min}$  dostaneme

$$\sigma_{\min} = \sqrt{\frac{I_1}{t_1} + \frac{I_2}{t_2}} = \sqrt{\frac{\sqrt{I_1I_2} + I_2}{t_2}}$$
(5.13)

a pre relatívnu chybu  $\delta_{min}$ 

$$\delta_{\min} \cong \frac{\sigma_{\min}}{I} = \sqrt{\frac{\sqrt{I_1 I_2} + I_2}{I^2 t_2}}$$
(5.14)

Z tejto rovnice môžeme vypočítať čas merania  $t_2$ , potrebný k tomu, aby sme zmerali veličinu *I* s požadovanou presnosťou:

$$t_2 = \frac{I_2 + \sqrt{I_1 I_2}}{I^2 \delta^2} = \frac{I_2 + \sqrt{I_1 I_2}}{\sigma^2}$$
(5.15)

Čas  $t_1$  vypočítame podľa vzťahu (5.12).

V rovniciach (5.5) a (5.15) vystupuje viac neznámych - hľadaný čas a intenzita *I*, resp. intenzity  $I_1$  a  $I_2$ . Aby sme ich mohli použiť k výpočtu *t*, resp.  $t_2$ , musíme najskôr orientačne zmerať početnosť *N*, resp.  $N_1$  a  $N_2$  za čas t = 1 min., vypočítať hodnoty  $I_1$ ,  $I_2$  a *I* a takto získané intenzity dosadiť do rovnice (5.5), resp.(5.15). Vypočítané časy treba zaokrúhliť na najbližšiu hodnotu, ktorú je možné nastaviť na prístroji.

#### Pracovné úlohy

- 1. Zistiť čas merania t potrebný k dosiahnutiu predpísanej presnosti merania :
  - a) v prípade, ak je intenzita pozadia zanedbateľná,
  - b) ak intenzita pozadia nie je zanedbateľná.

#### Postup práce a spracovanie výsledkov

Pri meraní sa používajú dva gama žiariče, z ktorých jeden je zdrojom približne desaťkrát intenzívnejšieho žiarenia ako druhý. Slabší žiarič imituje pozadie. V oboch častiach merania sa meria intenzita žiarenia *I* pochádzajúca z intenzívnejšieho zdroja.

V prvej časti intenzitu pozadia I1 zanedbáme, takže platí

$$I=I_2-I_1\cong I_2$$
.

Na základe orientačného merania – zmeriame počet impulzov *N* za čas t = 1min, určíme intenzitu žiarenia I = N/t, potom vypočítame z rovnice (5.5) čas merania t potrebný k dosiahnutiu relatívnej chyby menšej ako 0, 5 %, teda  $\delta < 5.10^{-3}$ :

$$t = \frac{1}{I\delta^2}$$

Čas vypočítaný z tejto rovnice zaokrúhlime na najbližšie celé číslo a zmeriame počet impulzov *N*, zaregistrovaných za tento čas *t*. Vypočítame intenzitu žiarenia *I* = *N/t*, strednú kvadratickú odchýlku  $\sigma = \sqrt{I/t}$  a relatívnu odchýlku  $\delta = \sigma/I = 1/\sqrt{N}$ .

V druhej časti merania nepovažujeme intenzitu pozadia za zanedbateľnú. Orientačne zmeriame (za čas  $t_1 = t_2 = 1$  min) početnosť  $N_1$ , určíme intenzitu žiarenia pozadia  $I_1$ , početnosť  $N_2$  (žiarič + pozadie), určíme  $I_2$  a I a z rovníc (5.12) a (5.15) vypočítame časy  $t_1$  a  $t_2$  potrebné k dosiahnutiu presnosti  $\delta < 5.10^{-3}$ . Vypočítané časy zaokrúhlime na najbližšie vyššie hodnoty a zmeriame počty impulzov  $N_1$  a  $N_2$ zaregistrované za vypočítané časy. Meranie zopakujeme 3x pri rovnakom výslednom čase merania  $t = t_1 + t_2$ , ale pri inej deľbe tohto času na  $t_1$  a  $t_2$ . Pre každé meranie vypočítame intenzity  $I_1 = N_1/t_1$ ,  $I_2 = N_2/I_2$ ,  $I = I_2 - I_1$ , stredné kvadratické odchýlky  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$ ,  $\sigma$  a relatívnu odchýlku  $\delta$ .

Získané výsledky prehľadne zapíšeme do tabuľky, porovnáme a sformulujeme záver.

# Úloha č. 6 : Absorpcia beta žiarenia

### Všeobecná časť

Elektróny s kinetickou energiou  $W_e$  do 2 MeV ( $\beta$  častice) strácajú pri prechode prostredím kinetickú energiu v dôsledku ionizácie a excitácie atómov prostredia, podobne ako ťažké nabité častice. Avšak na rozdiel od protónov alebo  $\alpha$  častíc, elektróny pri nepružnej zrážke s elektrónmi atómového obalu môžu stratiť značnú časť svojej kinetickej energie a rozptýliť sa na veľký uhol. V dôsledku toho je dráha elektrónov pri prechode absorbátorom určitej hrúbky silne nelineárna a tým i dlhšia, než u ťažkých nabitých častíc. Vzťah pre ionizačné straty elektrónov sa líši od vzťahu (24), ktorý opisuje ionizačné straty rýchlych protónov alebo  $\alpha$  častíc (kap. 1) a možno ho napísať v tvare

$$\left(\frac{dW_e}{dx}\right)_{ion} = NZ\phi(W_e) \quad , \tag{6.1}$$

kde N je počet atómov v 1 cm<sup>3</sup> absorbátora, Z je protónové číslo absorbátora a  $\phi(W_e)$  je lineárna funkcia  $ln W_e$ .

Pri zmene rýchlosti nabitej častice v elektrostatickom poli atómového jadra je vysielané elektromagnetické žiarenie, ktoré nazývame brzdným alebo radiačným žiarením. Straty kinetickej energie nabitej častice pri vysielaní radiačného žiarenia, tzv. radiačné straty  $\left(\frac{dW}{dx}\right)_{rad}$  sú úmerné kvadrátu zrýchlenia častice  $a^2$ . Keďže coulombovské sily sú úmerné jedine nábojom interagujúcich častíc a nezávisia od ich hmotnosti, pre častice s rovnakými nábojmi platí:  $m_1a_1 = m_2a_2 = konšt$ . Z toho vyplýva, že kvadrát zrýchlenia  $a^2$ , a tým i radiačné straty  $\left(\frac{dW}{dx}\right)_{rad}$  sú nepriamo úmerné kvadrátu hmotnosti častice. Preto radiačné straty u protónov a  $\alpha$  častíc sú zanedbateľné, zatiaľ čo radiačné straty kinetickoj energie elektrónov sú pri vysekých energiách dokonce vyčije

radiačné straty kinetickej energie elektrónov sú pri vysokých energiách dokonca vyššie ako ionizačné straty. Na základe kvantovej elektrodynamiky odvodili H. Bethe a W. Heitler vzťah pre radiačné straty kinetickej energie elektrónov, ktorý možno napísať v podobnom tvare, ako vzťah pre ionizačné straty,

$$\left(\frac{dW_e}{dx}\right)_{rad} = NW_e Z^2 \phi^{\cdot}(W_e) \quad , \tag{6.2}$$

kde  $\phi(W_e)$  je lineárna funkcia *ln*  $W_e$ . Pomer radiačných a ionizačných strát kinetickej energie elektrónov je úmerný:

$$\frac{\left(\frac{dW_e}{dx}\right)_{rad}}{\left(\frac{dW_e}{dx}\right)_{ion}} \approx W_e Z \qquad .$$
(6.3)

Ak kinetická energia elektrónov  $W_e$  je udaná v jednotkách MeV, platí približný vzťah

$$\frac{\left(\frac{dW_e}{dx}\right)_{rad}}{\left(\frac{dW_e}{dx}\right)_{ion}} \approx \frac{W_e Z}{800} \qquad . \tag{6.4}$$

Pomer radiačných a ionizačných strát kinetickej energie častíc ( $W_e \le 0.8$  MeV) je v hliníku  $\leq 1,3$  % a v olove  $\leq 8,2$  %. Mnohonásobný rozptyl elektrónov, podobne ako rozptyl ťažkých nabitých častíc možno charakterizovať stredným uhlom rozptylu ( $\Theta$ ). Táto hodnota je nepriamo úmerná kvadrátu rýchlosti častice, čiže rozptyl rýchleho elektrónu na veľký uhol je málo pravdepodobný. Pri prechode prostredím rýchly elektrón stráca v dôsledku ionizácie atómov a vysielania radiačného žiarenia kinetickú energiu a spomal'uje sa. Úmerne prejdenej dráhe klesá rýchlosť elektrónov a rastie pravdepodobnosť rozptylu na veľký uhol. V dôsledku viacnásobného rozptylu elektrónov v coulombovskom poli jadra i následkom pružného rozptylu elektrónov na elektrónoch atómového obalu, mení sa pôvodný smer pohybu elektrónov, čím dochádza k zníženiu počtu elektrónov, pohybujúcich sa v pôvodnom, primárnom smere. V dôsledku tohoto zložitého procesu spomaľovania a mnohonásobného rozptylu klesá počet elektrónov prechádzajúcich látkou absorbátora v určitom smere, úmerne s hrúbkou absorbátora. Závislosť intenzity žiarenia I(x) po prechode absorbátorom od hrúbky absorbátora x nazývame absorpčným zákonom. Absorpčný zákon pre β žiarenie má prevažne exponenciálny charakter

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} , (6.5)$$

kde  $I_0$  je pôvodná intenzita beta žiarenia a  $\mu$  je absorpčný koeficient. Jeho hodnota závisí od energie  $\beta$  častíc a od hustoty a protónového čísla absorbátora. Hrúbku absorbátora, ktorá zníži intenzitu žiarenia na polovičnú hodnotu, nazývame polohrúbkou  $x_{1/2}$ . Možno ju odpočítať z grafu lnI(x) = f(x) (obr. 6.1). Pretože úzko súvisí s absorpčným koeficientom

$$\frac{1}{2}I_0 = I_0 e^{-\mu x_{1/2}} \qquad , \tag{6.6}$$

pomocou polohrúbky je možné potom určiť i absorpčný koeficient  $\mu$ .:

$$\mu = \frac{\ln 2}{x_{1/2}} \qquad . \tag{6.7}$$

Z obr. 6.1 vidieť, že pri vyšších hodnotách hrúbky absorbátora x sa absorpčná krivka ln I(x) = f(x) odkláňa od exponenciálnej závislosti smerom k vyšším hodnotám ln I(x), a to až do hodnoty, keď intenzita žiarenia  $I_{min}$  nezávisí ďalej od hrúbky absorbátora x. Pri dostatočnej hrúbke sú absorbované, t.j. spomalené a rozptýlené všetky primárne elektróny. Intenzita žiarenia  $I_{min}$ , ktorá je registrovaná scintilačným detektorom, je intenzita pozadia a intenzita radiačného žiarenia, ktoré detektor nerozlišuje od  $\beta$  žiarenia.

Pomocou absorpčnej krivky možno určiť extrapolovaný dolet beta častíc  $R_x$ . Je to hodnota  $R_x$ , odpovedajúca priesečníku priamky, ktorou extrapolujeme lineárnu časť absorpčnej krivky a hodnoty *ln I<sub>min</sub>*. Bežne sa dolet častíc *R* v určitom absorbátore vyjadruje v jednotkách (g.cm<sup>-2</sup>), pričom

$$R = R_x \rho\left(\text{g.cm}^{-2}\right), \tag{6.8}$$

kde  $\rho$  je hustota absorbátora. Maximálna kinetická energia  $\beta$  žiarenia sa dá určiť z hodnoty doletu *R* pomocou vzťahov

$$W_{\text{max}} = 1,92.\sqrt{R^2 + 0,22}$$
 pre energie  $0,15 \text{ MeV} < W_{max} < 0,8 \text{ MeV}$  (6.9)

 $W_{\text{max}} = 1,85R + 0,245 \text{ pre energie } W_{max} \ge 0,8 \text{ MeV}$ , (6.10) pričom ak *R* dosadzujeme v jednotkách *g.cm*<sup>-2</sup>, *W<sub>max</sub>* bude v jednotkách MeV.



Obr. 6.1: Závislosť ln I od hrúbky x hliníkového absorbátora.

Pracovné úlohy

1. Zmerať závislosť intenzity beta žiarenia od hrúbky absorbátora.

2. Určiť polohrúbku a absorpčný koeficient hliníka pre žiarenie, ktoré vysiela žiarič  ${}^{90}Sr + {}^{90}Y$ .

3. Určiť maximálnu energiu  $\beta$  žiarenia, ktoré vysiela žiarič  ${}^{90}Sr + {}^{90}Y$ .

Postup merania a spracovanie výsledkov

1. Zmeriame intenzitu žiarenia I(x) pri rôznych hrúbkach absorbátora tak, aby relatívna chyba merania bola menšia ako 2 %. Pri vyšších hrúbkach absorbátora, keď intenzita žiarenia je malá, stačí merať intenzitu 5 minút. V tých prípadoch, keď doba merania t = 5 min nestačí na požadovanú presnosť, vyčíslime štatistickú chybu merania intenzity  $\sigma(I)$ . Hodnoty *x*, *t*, I(x), ln(I),  $\sigma(I)$  tabelujeme. Znázornime závislosť ln I(x) od hrúbky absorbátora *x*. Polohrúbku  $x_{1/2}$  určíme pomocou dvoch bodov, ktoré ležia v lineárnej časti absorpčnej krivky. Prvý bod vyberieme z lineárnej časti krivky, má súradnice [ $I(x_1),x_1$ ] a súradnice druhého bodu musia byť nasledovné: [ $I(x_1)/2$ ,  $x_2$ ]. Polohrúbka  $x_{1/2}$ je potom rovná:  $x_{1/2} = x_2 - x_1$ . Podľa vzťahu (6.7) vypočítame absorpčný koeficient.

2. Pomocou absorpčnej krivky určíme extrapolovaný dolet žiarenia  $R_x$ . Vypočítame dolet  $R = R_x \rho$  ( $\rho_{Al} = 2,70 \text{ g.cm}^{-3}$ ) a zo vzťahu (6.9) alebo (6.10) určíme hodnotu maximálnej kinetickej energie  $\beta$  žiarenia  $W_{max}$ . Maximálne energie beta žiarenia a stredné hodnoty energie niektorých beta žiaričov sú uvedené v tab.6.1.

Rádioizotop	Maximálna energia beta žiarenia (MeV)	Stredná hodnota energie (MeV)
<sup>3</sup> H	0,0186	0,006
$^{14}C$	0,156	0,049
<sup>45</sup> Ca	0,252	0,077
$^{32}$ P	1,71	0,70
<sup>90</sup> Sr	2,27*	1,13**

Tab.6.1: Vlastnosti niektorých bežných beta žiaričov

<sup>\*</sup> energia odpovedá energii  ${}^{90}Y$ , ktoré je dcérskym produktom  ${}^{90}Sr$ , maximálna energia beta častíc emitovaných  ${}^{90}Sr$  je 0,55 MeV.

<sup>\*\*</sup> energia beta častíc  ${}^{90}Sr$  (0,196 MeV) plus energia beta častíc  ${}^{90}Y$  (0,93MeV).

# Úloha č. 7 : Spätný rozptyl beta žiarenia

## Všeobecná časť

Pri prechode beta žiarenia prostredím interagujú beta častice (elektróny) s atómami prostredia. Beta častice na rozdiel od ťažkých častíc (protónov a alfa častíc) môžu pri pružných i nepružných zrážkach s elektrónami atómového obalu atómov prostredia stratiť až polovicu svojej kinetickej energie a rozptýliť sa na veľký uhol. Následkom viacnásobných zrážok s atómami prostredia sa časť beta častíc rozptyľuje na uhol 180°, čiže nastáva spätný odraz beta žiarenia na atómoch prostredia.

Pravdepodobnosť rozptylu elektrónov na veľký uhol je tým väčšia, čím menšia je kinetická energia elektrónov. Nízkoenergetické beta žiarenie sa na atómoch prostredia rozptyľuje na väčší uhol ako častice beta vyššej energie. Efekt spätného rozptylu beta žiarenia závisí tiež od hustoty elektrónov v rozptylujúcom prostredí (v podložke), čiže od protónového čísla podložky Z. Čím je väčšia hrúbka reflexívnej vrstvy (podložky), je pravdepodobnejší viacnásobný rozptyl beta žiarenia, preto intenzita spätne odrazených elektrónov závisí tiež od hrúbky podložky. Táto závislosť je lineárna len v rozmedzí malých hrúbok. S rastúcou hrúbkou podložky rastie tiež pravdepodobnosť absorpcie beta žiarenia spätne rozptýleného na vnútorných vrstvách podložky a tým sa lineárna závislosť intenzity elektrónov od hrúbky podložky zhoršuje až do určitej hodnoty hrúbky podložky, od ktorej je intenzita spätne rozptýlených elektrónov nezávislá od hrúbky podložky. Veľkosť tejto nasýtenej hrúbky je rovná približne jednej tretine až polovici maximálneho doletu daného beta žiarenia v materiáli podložky. Závisí teda od maximálnej energie beta žiarenia.

Pri nasýtenej hrúbke podložky závisí intenzita spätne rozptýlených elektrónov pre daný žiarič len od protónového čísla podložky. Závislosť intenzity odrazeného beta žiarenia od protónového čísla podložky, od hrúbky podložky a tiež existencia nasýtenej vrstvy umožňuje použiť odraz beta žiarenia na meranie hrúbky tenkých povrchových vrstiev, nanesených na základný materiál. Ak má povrchový materiál protónové číslo  $Z_1$ menšie ako protónové číslo základného materiálu  $Z_2$ , zväčšovaním hrúbky povrchovej vrstvy intenzita odrazeného beta žiarenia klesá až po dosiahnutie nasýtenej vrstvy. Pre  $Z_1$  väčšie ako  $Z_2$  intenzita odrazeného beta žiarenia stúpa. Koeficient spätného rozptylu  $F_{sp}$  je pomer intenzity žiarenia s podložkou ( $I_i$ ) k intenzite žiarenia bez podložky ( $I_0$ ):  $F_{sp} = I_i/I_0$ .

Závislosť intenzity *I*, resp.koeficientu spätného rozptylu  $F_{sp}$  od hrúbky povrchovej vrstvy je na obr. č. 7.1. Z obrázku je jasné, že použiteľnosť tejto metódy vyžaduje, aby hrúbka základnej vrstvy bola väčšia ako nasýtená hrúbka a povrchová vrstva menšia ako nasýtená hrúbka. Prakticky je presnosť tejto metódy merania dostatočná len v rozmedzí hrúbok, kde intenzita *I* závisí od hrúbky lineárne. Pretože hrúbka nasýtenej vrstvy závisí od maximálnej energie použitého žiarenia beta, je nutné pre každú konkrétnu aplikáciu vybrať žiarič, ktorý zaručuje optimálnu presnosť v celom potrebnom rozmedzí hrúbok.

Na meranie veľmi tenkých vrstiev sa používa spätný rozptyl alfa žiarenia a na meranie hrubých povrchových vrstiev sa používa rozptyl gama žiarenia. Presnosť merania je tiež tým väčšia, čím väčší je rozdiel medzi  $Z_1$  a  $Z_2$ .

Uvedená metóda umožňuje stanoviť hrúbku povrchovej vrstvy rýchlo a bez porušenia povrchovej vrstvy. Je vhodná hlavne na kontinuálne meranie.





## Pracovné úlohy:

1. Určiť závislosť koeficientu spätného rozptylu beta žiarenia od protónového čísla podložky.

2. Určiť závislosť koeficientu spätného rozptylu beta žiarenia od povrchovej hrúbky podložky.

## Postup merania a spracovanie výsledkov

Beta žiarič je nanesený na plexisklovej podložke, ktorá má v strede kruhový otvor. Ak dáme pod beta žiarič pevnú doštičku (podložku), spätne rozptýlené beta žiarenie prechádza otvorom v plexiskle a dopadá do scintilačného počítača.

1. Zmeriame intenzitu žiarenia  $I_0$ , keď pod žiaričom nie je podložka a intenzitu žiarenia  $I_i$ , ak pod žiaričom umiestnime podložku s atómovým číslom  $Z_i$ . Hodnoty intenzity žiarenia pri rôznych podložkách zmeriame s relatívnou chybou menšou ako 0,5 %. Dbáme o to, aby vzdialenosť podložky od žiariča bola vždy rovnaká. Koeficient spätného rozptylu  $F_{sp}$  je rovný :  $F_{sp} = I_i/I_0$ . Zostrojíme graf závislosti koeficientu spätného rozptylu od druhej odmocniny zo Z - protónového čísla podložky.

2. Pod ten istý beta žiarič vkladáme olovené doštičky, ktoré majú na povrchu vrstvu hliníka známej hrúbky. Zmeriame intenzitu žiarenia pri rôznych hrúbkach vrstvy hliníka a zostrojíme graf závislosti koeficientu  $F_{sp}$  na povrchovej hrúbke. Z grafu určíme rozmedzie hrúbok, merateľných daným žiaričom metódou spätného rozptylu a hrúbky povrchovej vrstvy štyroch doštičiek, ktorých hrúbka vrstvy hliníka nie je udaná.

# Úloha č. 8: Absorpcia gama žiarenia

### Všeobecná časť

Pri prechode látkovým prostredím je gama žiarenie absorbované troma spôsobmi: fotoefektom, Comptonovým rozptylom a tvorbou elektrónovo - pozitrónových párov. **Fotoefekt** je proces vzájomného pôsobenia gama kvanta - fotónu s viazaným elektrónom, pri ktorom odovzdá fotón celú svoju energiu  $E_{\gamma}$  elektrónu (obr. 8.1a). Dochádza k ionizácii atómu a uvoľnený elektrón získa kinetickú energiu  $W_e$ ,

$$W_e = E_{\gamma} - I_i, \tag{8.1}$$

kde  $I_i$  je väzbová ionizačná energia elektrónu v *i*-tej sfére atómového obalu. Ak sa pri fotoefekte uvoľní elektrón z vnútornej sféry, prejde do jeho stavu elektrón z vyššieho energetického stavu. V takomto prípade je fotoefekt sprevádzaný charakteristickým röntgenovým žiarením. Zo zákonov zachovania energie a hybnosti sa dá dokázať, že fotoefekt je možný len pri interakcii fotónu s viazaným elektrónom, pretože časť hybnosti musí elektrón odovzdať atómu. Z rovnice (8.1) vyplýva, že fotoefekt môže nastať len ak  $E_{\gamma} > I_i$ , čiže účinný prierez fotoefektu závisí od toho, v akom energetickom stave (v akej sfére) sa interagujúci elektrón nachádzal. Pri štúdiu účinných prierezov fotoefektu bolo zistené, že približne v osemdesiatich percentách dochádza k fotoelektrickému uvoľneniu elektrónu z K sféry. Účinný prierez fotoefektu na K sfére  $\sigma_f$ (*K*) je rovný

$$\sigma_f(K) = kon \check{s}t. \frac{Z^5}{(h\nu)^{7/2}} \quad , \tag{8.2}$$

kde Z je protónové číslo prostredia,  $E_{\gamma} = h.\nu$  je energia gama kvánt. Totálny účinný prierez fotoefektu  $\sigma_{f}$  je úmerný

$$\sigma_f \cong \frac{5}{4} \sigma_f(K) \approx \frac{Z^5}{(h\nu)^{7/2}} \quad . \tag{8.3}$$

Ak je energia fotónov značne väčšia ako väzbová energia elektrónov, možno pozorovať pružný rozptyl fotónu na voľnom elektróne (väzbu elektrónu v atóme možno v tomto prípade zanedbať). Pružný rozptyl vysokoenergetických fotónov na elektrónoch sa nazýva tiež **Comptonovým rozptylom** (obr.8.1b). Pri ňom fotón mení smer pohybu o uhol  $\theta$ a stráca časť energie

$$\Delta E = E_{\gamma} - E_{\gamma}' = \frac{hc}{\lambda} - \frac{hc}{\lambda'} \quad , \tag{8.4}$$

ktorú získa terčový elektrón.

Zo zákonov zachovania energie a hybnosti možno odvodiť vzťah pre zmenu vlnovej dĺžky fotónu  $\Delta \lambda = \lambda - \lambda'$  pri Comptonovom rozptyle

$$\Delta \lambda = 2 \frac{h}{m_e c} \sin^2 \frac{\theta}{2} . \tag{8.5}$$



Obr.8.1: Interakcia gama žiarenia s látkou: a) fotoefekt, b) Comptonov rozptyl, c) tvorba párov.

Zo vzťahu (8.5) vyplýva, že vlnová dĺžka rozptýleného gama žiarenia rastie úmerne  $\sin^2 \frac{\theta}{2}$ . Účinný prierez Comptonovho rozptylu vypočítaný O. Kleinom a Y. Nishimom je zhodný s experimentálne získanými výsledkami a možno ho písať v tvare

$$\sigma_{c} = \frac{Z}{h.\nu} \left( \ln \frac{2.h.\nu}{m_{e}.c^{2}} + \frac{1}{2} \right) \quad , \tag{8.6}$$

pričom  $m_e c^2$  je pokojová energia elektrónu.

Ak energia fotónov je dostatočne vysoká ( $E_{\gamma} > 1,02$  MeV), môže nastať proces tvorenia elektrónovo - pozitrónových párov. Pri tomto procese sa energia fotónu mení na celkovú energiu (pokojovú energiu  $E_0 = m_e c^2$  a kinetickú  $W_e$ ) elektrónu a pozitrónu (obr.8.1c). Pomocou zákona zachovania celkovej energie a hybnosti sa dá dokázať, že elektrónovo - pozitrónový pár nemôže vzniknúť vo vákuu, ale len v poli atómového jadra, prípadne v coulombovskom poli elektrónu, ktoré získa časť hybnosti fotónu.

Účinný prierez tvorenia elektrónovo - pozitrónových párov v poli elektrónov, alebo v poli atómových jadier je úmerný  $Z^2$ 

$$\sigma_P \approx Z^2 \left( hv - 2.m_e c^2 \right) . \tag{8.7}$$

Závislosť účinných prierezov jednotlivých interakcií gama žiarenia s látkou ( $\sigma_f$ ,  $\sigma_C$ ,  $\sigma_P$ ) a celkového účinného prierezu  $\sigma = \sigma_f + \sigma_C + \sigma_P$  od energie gama žiarenia je na obr. 8.2.

Pri všetkých troch procesoch interakcie gama žiarenia s prostredím je uvoľnený elektrón s určitou kinetickou energiou  $W_e$ , pomocou ktorého gama žiarenie detekujeme.

Pri prechode prostredím dochádza v dôsledku interakcie gama žiarenia s látkou k absorpcii gama žiarenia. Úbytok intenzity gama žiarenia dI(x) je úmerný intenzite žiarenia I(x) a hrúbke absorbátora dx:

$$dI(x) = -\mu I(x)dx , \qquad (8.8)$$

kde  $\mu$  je lineárny absorpčný koeficient, hodnota ktorého závisí od protónového čísla Z absorbátora a od energie gama kvánt hv.



Obr.8.2: Závislosť účinných prierezov jednotlivých interakcií gama žiarenia s prostredím od energie gama žiarenia, jednotkou účinného prierezu (na osi y) je barn,  $1 \text{ barn} = 10^{-26} \text{ m}^2$ .

Fyzikálny význam absorpčného koeficienta  $\mu$  vyplýva z rovnice (8.8):

$$\mu = \frac{-\frac{dI(x)}{I(x)}}{\frac{dx}{dx}} , \qquad (8.9)$$

je to relatívne oslabenie intenzity gama žiarenia, pripadajúce na jednotku dĺžky, alebo tiež stredný počet interakcií gama kvánt s atómami prostredia, pripadajúcich na jednotku dĺžky dráhy v absorbátore. S celkovým účinným prierezom  $\sigma$  interakcie gama žiarenia s prostredím súvisí podľa vzťahu

$$\mu = \sigma . N = \sigma_f . N + \sigma_c . N + \sigma_p . N = \tau + \kappa + \chi \qquad , \tag{8.10}$$

kde *N* je počet atómov prostredia v 1cm<sup>3</sup>,  $\tau$  je absorpčný koeficient fotoefektu,  $\kappa$  je absorpčný koeficient Comptonovho javu a  $\chi$  je absorpčný koeficient tvorenia párov.

Integráciou rovnice (8.8) dostaneme absorpčný zákon

 $I(x) = I_0 e^{-\mu x} (8.11)$ 

Hrúbku vrstvy absorbátora, ktorá zníži intenzitu žiarenia na polovicu nazývame polohrúbkou  $x_{1/2}$ . Po dosadení podmienky pre polohrúbku do rovnice (8.11) dostaneme vzťah medzi polohrúbkou a lineárnym absorpčným koeficientom:

$$x_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} \qquad . \tag{8.12}$$

Keď miesto hrúbky absorbátora x zmeranej v cm dosadíme plošnú hustotu absorbátora  $d = \rho x$  [gcm<sup>-2</sup>], kde  $\rho$  je hustota absorbátora, dostaneme absorpčný zákon v tvare:

$$I(x) = I_0 e^{-\frac{\mu}{\rho}d} (8.13)$$

Pomer  $\frac{\mu}{\rho}$  nazývame hmotovým absorpčným koeficientom.

### Pracovné úlohy:

1. Zmerať závislosť intenzity gama žiarenia izotopu <sup>60</sup>Co pre olovené a mosadzné absorpčné doštičky.

2. Pomocou zmeranej závislosti I(x) = f(x) určiť polohrúbku, lineárny absorpčný koeficient a hmotový absorpčný koeficient gama žiarenia, ktoré vysiela izotop <sup>60</sup>Co pre olovo ( $\rho = 11,3 \text{ g.cm}^{-3}$ ) a mosadz ( $\rho = 8,5 \text{ g.cm}^{-3}$ ).

3. Určiť približnú hodnotu energie gama žiarenia, ktoré vysiela použitý rádioizotop  ${}^{60}$ Co.

### Postup merania a spracovanie výsledkov

1. Zmeriame intenzitu žiarenia bez absorpčných doštičiek  $I_0$ . Postupne pridávame absorpčné doštičky, čím zvyšujeme hrúbku absorbátora x a meriame intenzitu žiarenia I(x) pri jednotlivých hrúbkach absorbátora. Čas merania t volíme tak, aby relatívna štatistická chyba merania intenzity bola menšia ako 1 %. Závislosť intenzity žiarenia na hrúbke absorbátora zmeriame pre olovený a mosadzný absorbátor. Hrúbka olovených doštičiek je 2 mm a mosadzných doštičiek je 2,5 mm. Hodnoty x, t, N, I,  $I/I_0$  tabelujeme. Zostrojíme závislosť  $ln I/I_0 = f(x)$  pre olovo a mosadz, na obr. 8.3 je táto závislosť znázornená pre olovený absorbátor. Pomocou absorpčných priamok určíme polohrúbku pre olovo a mosadz. Pomocou vzťahu (8.9) určíme lineárny absorpčný koeficient  $\mu$  a hmotový absorpčný koeficient  $\mu/\rho$ .



Obr. 8.3: Závislosť logaritmu podielu intenzít  $I/I_0$  od hrúbky oloveného absorbátora.

2. Na obrázku č. 8. 4 je zobrazená závislosť absorpčného koeficientu pre olovo od energie gama žiarenia  $E_{\gamma}$ . Pomocou určenej hodnoty lineárneho koeficientu  $\mu$  a závislosti na obrázku č.8.4 určte energiu gama žiarenia. Získanú hodnotu  $E_{\gamma}$  porovnajte s údajmi energie gama žiarenia pre izotop <sup>60</sup>Co, ktorá je uvedená v tab.8.1.



Obr. 8.4: Závislosť lineárneho absorpčného koeficientu pre olovo od energie gama žiarenia.

Rádioizotop	Energia gama žiarenia (MeV)		
<sup>57</sup> Co	0,122;0,136		
<sup>60</sup> Co	1,170 ; 1,330		
<sup>131</sup> I	0.364 ; 0.638		
<sup>137</sup> Cs	0,661		
<sup>40</sup> K	1,460		

Tab.8.1: Energie gama žiarenia niektorých izotopov.

# Úloha č. 9 : Spektrometria gama žiarenia

### Všeobecná časť

Ak sa jadro nachádza v stave s najnižšou energiou, hovoríme, že je v základnom stave. Všetky ostatné stavy jadra sú vzbudené. Jadro sa môže nachádzať len na istých energetických úrovniach, t.j. spektrum vzbudených stavov jadra je diskrétne. Prechod jadra zo vzbudeného stavu do stavu s nižšou energiou je možný buď emisiou gama kvanta alebo odovzdaním energie vzbudenia niektorému z elektrónov v obale. Energia gama žiarenia emitovaného pri gama prechode je daná rozdielom energetických hladín, medzi ktorými nastal prechod. Určenie energie gama kvánt je možné napríklad použitím scintilačného spektrometra s jedným kryštálom. Dôležitou vlastnosťou spektrometra je to, aby úmernosť medzi amplitúdami impulzov a energiou detegovaných kvánt bola lineárna. Túto požiadavku spĺňajú rôzne scintilátory, často využívaný je napríklad kryštál jodidu sodného aktivovaný táliom – NaJ(Tl). Princíp registrácie v spektrometri je nasledovný: impulzy z fotonásobiča sú zosilnené lineárnym zosilňovačom, a ďalej privedené na vstup jednokanálového amplitúdového analyzátora. Tento prepustí len impulzy, ktorých amplitúda zodpovedá nastavenej úrovni a impulzy potom registruje čítacie zariadenie. Zmeraním početnosti impulzov v závislosti od ich amplitúdy dostaneme amplitúdové spektrum žiarenia.

Takže prístrojové spektrum (amplitúdové rozdelenie impulzov) je vlastne spektrum sekundárnych elektrónov, produkovaných pri interakcii gama žiarenia s látkou scintilátora. Spektrometria  $\gamma$ -žiarenia je teda založená na meraní energie sekundárnych elektrónov, vytvorených pri interakcii  $\gamma$ -žiarenia s látkou scintilátora.  $\gamma$ -kvantá pri prechode prostredím sú pohlcované v dôsledku jedného z týchto troch procesov: fotoefekt, Comptonov efekt, tvorba párov. Ak je energia  $\gamma$ -kvanta väčšia ako väzbová energia elektrónov v atóme, môže byť  $\gamma$ -kvantum pohltené v procese fotoefektu na atóme. Pritom celú energiu  $\gamma$ -kvanta absorbovanú atómom získava jeden z vnútorných (*K*, *L*, *M*,..) elektrónov. Pretože energia získaná elektrónom je väčšia ako jeho väzbová energia v atóme, opustí hranice atómu s kinetickou energiou

$$W = h.v - E_i, \tag{9.1}$$

kde  $i=K, L, M, \dots$  a  $E_i$  sú väzbové energie odpovedajúcich elektrónov.

Comptonovým efektom sa nazýva proces rozptylu  $\gamma$ -kvanta na voľnom elektróne. Pre energiu *h.v* rozptýleného  $\gamma$ -kvanta platí

$$hv' = \frac{hv}{1 + \frac{hv}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}, \qquad (9.2)$$

kde hv je energia primárneho  $\gamma$ -kvanta,  $\mathcal{G}$  je uhol rozptýleného  $\gamma$ -kvanta,  $m_ec^2$  je pokojová energia elektrónu.

Kinetická energia odrazeného elektrónu je daná vzťahom

$$W_c = hv - hv'. \tag{9.3}$$

Ako vidieť zo vzťahu (9.2), energia rozptýlených elektrónov závisí od uhla rozptylu  $\mathcal{G}$ . Preto aj odrazené elektróny budú mať spojité spektrum energií v intervale od hodnoty E = 0 do hodnoty  $E_{max}$ .

Elektrónovo - pozitrónové páry vznikajú pri interakcii dostatočne energetických  $\gamma$ -kvánt s coulombovským poľom jadier. Prahová energia tvorby párov je rovná dvojnásobku pokojovej energie elektrónu  $2m_ec^2$  (1,022 MeV), ak zanedbáme malú energiu, ktorú získava odrazené jadro. Tú časť energie  $\gamma$ -kvanta, ktorá prevyšuje prahovú energiu produkcie, unáša vytvorený elektrónovo - pozitrónový pár vo forme kinetickej energie. Tvorba párov je možná aj v coulombovskom poli elektrónu, ale v tomto prípade už nie je možné zanedbať energiu, ktorú odnáša odrazený elektrón. Prahová energia tvorby párov v poli elektrónu je  $4m_ec^2$ . (Podrobnejšie o interakcii  $\gamma$ -žiarenia s látkou pozri úlohu 8.)

Ak je látka, v ktorej dochádza k absorpcii  $\gamma$ -kvánt scintilátor, potom elektróny a pozitróny produkované v opísaných procesoch vyvolávajú v ňom javy fluorescencie a fosforescencie (emisia fotónov v oblasti viditeľného až ultrafialového spektra). Intenzita svetelného záblesku je úmerná energii, ktorú spomínané častice stratia v objeme scintilátora. Ako však uvidíme v ďalšom, amplitúda výstupných elektrických impulzov v scintilačnom detektore súvisí s energiou detegovaných  $\gamma$ -kvánt zložitým spôsobom.

Aj v najjednoduchšom prípade monochromatického zdroja  $\gamma$ -kvánt má amplitúdové rozdelenie impulzov "čiaru", odpovedajúcu fotoelektrónom (tzv. fotopík) a spojité rozdelenie, odpovedajúce comptonovským elektrónom. Ak je naviac možný proces tvorby párov ( hv > 1,02 MeV ), potom je amplitúdové rozdelenie ešte zložitejšie. Ak v prípade mnohonásobného comptonovho rozptylu  $\gamma$ -kvanta dochádza k jeho úplnému pohlteniu v scintilátore, potom amplitúda výstupného impulzu je rovnaká ako v prípade fotoefektu. Pík, vytvorený absorpciou  $\gamma$ -kvánt fotoefektom a mnohonásobným rozptylom, má tvar Gaussovho rozdelenia a nazýva sa pík úplnej absorpcie.

Na obr. 9.1 je príklad amplitúdového rozdelenia impulzov pre  $\gamma$ - čiaru  ${}^{137}_{55}Cs$  ( $E_{\gamma} = 0,661$  MeV). Číslom 1 je označený pík úplnej absorpcie, číslom 2 comptonovské rozdelenie (čiara, odpovedajúca tvorbe párov, v tomto prípade chýba). Energia fotoelektrónov je prakticky rovná energii  $\gamma$ -kvánt.

Z rovnice Comptonovho rozptylu je možné dostať vzťah pre maximálnu energiu odrazených elektrónov

$$\varepsilon_{k \max} = \frac{2h\nu/mc^2}{1+2h\nu/mc^2}h\nu < h\nu \qquad . \tag{9.4}$$



Obr. 9.1: Prístrojové spektrum  ${}^{137}_{55}Cs$  :1 - pík úplnej absorpcie, 2 - rozdelenie odpovedajúce comptonovským elektrónom.

Preto je principiálne možné oddeliť pík úplnej absorpcie od ostatného spektra. Z polohy píku úplnej absorpcie sa obyčajne určuje energia  $\gamma$ -kvánt. Na uvedenom obrázku 9.1 (spektrum  $^{137}_{55}Cs$ ) je maximálna energia comptonovho elektrónu  $\varepsilon_{k max} = 0,475$  MeV a energia fotoelektrónov je 0,661 MeV.

Tvar amplitúdového rozdelenia pre danú γ-čiaru podstatne závisí od vlastností scintilátora (anorganický, organický), od jeho geometrických rozmerov a tiež od podmienok ožiarenia. Napríklad vo veľkých kryštáloch sa pozoruje značné potlačenie spojitého spektra comptonovských elektrónov a odpovedajúce zväčšenie píku úplnej absorpcie. Pri registrácii γ-kvánt tej istej energie rôznymi scintilátormi mení sa poloha píku aj pomer plôch píku úplnej absorpcie a comptonovského rozdelenia.

Základnou charakteristikou spektrometra je schopnosť odlíšiť dve blízke "čiary", tzv. energetická rozlišovacia schopnosť. Obyčajne sa za mieru rozlišovacej schopnosti berie šírka  $\Delta E$  píku úplnej absorpcie v polovičke jeho výšky. Pomer  $\frac{\Delta E}{E}$ .100 vyjadruje rozlišovaciu schopnosť spektrometra v % pre  $\gamma$ -čiaru s energiou *E*. Rozlíšenie sa vždy udáva pre danú energiu gama kvánt. Pri porovnávaní jednotlivých spektrometrov je zaužívané udávať rozlišovaciu schopnosť pre energiu 0,661 MeV (<sup>137</sup>Cs) v %.

Spektrometre s kryštálom NaJ (Tl) majú rozlišovaciu schopnosť niekoľko percent, ale napr. germániové detektory majú rozlíšenie menšie ako 1 %.

Konečná šírka píku úplnej absorpcie je spôsobená štatistickým rozptylom v počte fotoelektrónov, uvoľnených z fotokatódy fotonásobiča. Tento rozptyl určuje hranicu najlepšej rozlišovacej schopnosti, ktorú je možné dosiahnuť. Druhou príčinou, ktorá spôsobuje zväčšenie relatívnej šírky píku, je vnútorná nehomogénnosť scintilátora, v dôsledku čoho sú jednotlivé časti rôzne priehľadné pre vlastné žiarenie scintilátora. Okrem toho od zábleskov, vznikajúcich v rôznych častiach scintilátora, v dôsledku neúplného zberu svetla, dopadá na fotokatódu nerovnaké množstvo fotónov. Tieto faktory sú podstatné najmä vo veľkých scintilátoroch.

Vážnym faktorom, ovplyvňujúcim rozlišovaciu schopnosť, je "okrajový efekt", spôsobený tým, že pri pohltení γ-kvanta blízko povrchu scintilátora stratí uvoľnený elektrón v scintilátore len časť svojej energie, pretože vyletí z jeho objemu. Bloková schéma zapojenia scintilačného spektrometra je na obr.9.2. γ-kvantá z kolimovaného žiariča dopadajú na scintilátor. Kladné impulzy z poslednej dynódy sa cez katódový sledovač, slúžiaci k impedančnému prispôsobeniu výstupu fotonásobiča ku káblu, podávajú na vstup lineárneho zosilňovača, s meniteľným ziskom. Výstup lineárneho zosilňovača je spojený so vstupom analyzátora impulzov. Impulzy v jednotlivých kanáloch amplitúdového analyzátora sú počítané čítačom impulzov.



Obr. 9.2: Bloková schéma zapojenia scintilačného spektrometra: S - scintilátor, FN - fotonásobič, KS - katódový sledovač, VN - vysokonapäťový zdroj, LZ - lineárny zosilňovač, AA - amplitúdový analyzátor, ČI - počítač impulzov.

Na výstupe amplitúdového analyzátora sa objaví impulz len vtedy, ak je jeho amplitúda rovná hodnote amplitúdy, nastavenej voličom výšky amplitúdy pulzov A v jednotkách V. Druhým voličom nastavujeme interval AA hodnoty amplitúdy A v jednotkách mV. Napríklad ak voličom 1 nastavíme hodnotu 2 V a voličom 2 hodnotu 20 mV, na výstup prídu všetky impulzy s hodnotou amplitúdy z intervalu  $2 \pm 0.01$  V. Ak zvolíme interval AA veľmi veľký, znížime rozlišovaciu schopnosť spektrometrickej súpravy. Na druhej strane pri malej hodnote AA dostaneme nízku intenzitu pulzov na výstupe. Ak budeme merať početnosť impulzov cez celé rozmedzie amplitúd (vždy za rovnaký čas t), potom zodpovedajúca závislosť početnosti impulzov od amplitúdy sa nazýva diferenciálne amplitúdové spektrum impulzov. Na tomto princípe pracuje jednokanálový amplitúdový analyzátor. Jeho nedostatkom je však dlhá doba merania, ktorá je potrebná na zmeranie celého spektrálneho rozdelenia amplitúd. Čím jemnejšie je delenie amplitúdového rozsahu, tým viac sa diskrétne diferenciálne spektrum impulzov približuje k spojitému spektru a na jeho meranie je vhodné použiť tzv. mnohokanálový amplitúdový analyzátor, ktorý umožňuje merať početnosť impulzov vo všetkých kanáloch súčasne.

## Pracovné úlohy:

1. Zmerať amplitúdové rozdelenie impulzov pre žiarič <sup>137</sup>Cs. Graficky znázorniť oblasť úplnej absorpcie a určiť rozlišovaciu schopnosť spektrometrickej súpravy.

2. Z nameraného amplitúdového rozdelenia impulzov pre žiariče <sup>137</sup>Cs, <sup>54</sup>Mn, <sup>65</sup>Zn a <sup>133</sup>Ba určiť kalibračnú závislosť  $A_{max} = f(E\gamma)$ .

3. Určiť energiu  $\gamma$ -kvánt žiariča <sup>22</sup>*Na*.

## Postup práce a spracovanie výsledkov

1. Žiarič <sup>137</sup>Cs umiestnime pod scintilačnú sondu. Po nastavení pracovného napätia na VN zdroji a po nahriatí prístrojov hľadáme pri konštantnej hodnote  $\Delta A$  hodnotu amplitúdy pulzov, pri ktorej je zvýšená intenzita pulzov, detegovaná čítačom pulzov. Meriame intenzitu pulzov za rovnaký časový interval pri rôznych hodnotách A tak, aby sme čo najpresnejšie určili oblasť úplnej absorpcie, v ktorej intenzita žiarenia je prakticky rovnomerne rozložená okolo maximálnej hodnoty  $A_{max}$ , odpovedajúcej píku úplnej absorpcie. Zostrojíme graf závislosti počtu impulzov od amplitúdy. Relatívnu rozlišovaciu schopnosť R spektrometrickej súpravy pre gama žiarenie s energiou 661 keV emitované žiaričom <sup>137</sup>Cs možno vypočítať zo vzťahu

$$R = \frac{\Delta E}{E\gamma} 100\% \approx \frac{\Delta A}{A_{\text{max}}} 100\% ,$$

kde  $\Delta A$  je šírka píku úplnej absorpcie na polovičnej výške.

2. Rovnakým postupom určíme hodnotu  $A_{max}$  pre žiariče <sup>54</sup>*Mn*,<sup>65</sup>*Zn* a <sup>133</sup>*Ba*. Z tab.9.1, v ktorej sú uvedené charakteristiky niektorých izotopov emitujúcich gama žiarenie, zistíme hodnoty energie  $\gamma$  -žiarenia jednotlivých rádionuklidov a zostrojíme grafickú závislosť  $A_{max} = f(E_{\gamma})$ .

3. Určíme maximálne hodnoty amplitúdy impulzov pre žiarič <sup>22</sup>Na a z kalibračnej priamky určíme hodnoty energie  $\gamma$  - kvánt  $E_{\gamma}$ . Výsledky porovnáme s hodnotami v tabuľke. Vypočítame relatívne odchýlky od tabuľkových hodnôt.


Izotop	Polčas rozpadu	Energia gama kvánt	
		(keV)	
$^{22}_{11}Na$	2,6 r	510	
		1280	
$^{54}_{25}Mn$	312,12 d	830	
$_{30}^{65}Zn$	243,66 d	1110	
$^{137}_{55}Cs$	30 r	661	
$^{133}_{56}Ba$	10,5 r	356	

T 1 0 1		1 1	• . • 1	• 1 / / 1	/ 1· · /	•, •, • 1	<b>~·</b> ·
Tah 9 I	• (	Charakte	ristikv	niektorych	radioizoton	ov emituncich	gama ziarenie
140.7.1	•••	/mar and c	Justing	mentoryen	ruuloizotop	ov enneagaeren	Suma Liarenne.

# Úloha č. 10 : Polovodičový detektor

## Všeobecná časť

V polovodičových detektoroch (PVD), podobne ako v detektoroch s plynovou náplňou, sa na registráciu nabitých častíc využíva ionizačný účinok, ktorý tieto častice vytvorili v pracovnom objeme detektora. PVD je teda v podstate ionizačná komora, kde je plyn nahradený pevnou látkou a pri prechode interagujúcej častice nevzniká elektrón a kladný ión, ale pár elektrón – diera. Polovodič je materiál s pásovou štruktúrou (obr. 10.1) V polovodičoch a izolátoroch existuje úplne zaplnený valenčný pás. Na prechod elektrónu z valenčného do vodivostného pásu je potrebné vynaložiť určitú energiu. Ak je šírka zakázaného pásu  $E_g$  veľká ( $E_g > 3 \text{ eV}$ ), pripojené napätie nevyvolá prúd a takéto látky nazývame izolátory. Ak je šírka zakázaného pásu  $E_g$  malá , niektoré elektróny, vďaka tepelným fluktuáciam, môžu prejsť do vodivostného pásu a pri pripojení napätia vzniká prúd.Takéto látky nazývame polovodiče. Pre *Si* je  $E_g = 1,1 \text{ eV}$ , pre *Ge*  $E_g = 0,67 \text{ eV}$  (hodnoty pri T = 300 K).



Obr. 10.1: Pásová štruktúra polovodičov.

Počet elektrónov n, ktoré prejdú do vodivostného pásu, vďaka tepelným fluktuáciam, závisí od teploty. Elektrická vodivosť rýchlo rastie s teplotou, čo je charakteristická vlastnosť polovodičov.

Stredná energia  $\omega$ , potrebná pre prechod elektrónu z valenčného do vodivostného pásu, t.j. energia ionizácie, je trochu väčšia ako  $E_g$ ,  $\omega \approx 3 E_g$ .

Ak sa valenčný a vodivostný pás prekrýva, vtedy hovoríme o kovoch. Nehľadiac na to, že môžu byť zhotovené veľmi čisté polovodičové kryštály, predsa sú v nich prítomné v malom množstve určité prímesi, ktoré vplývajú na elektrické vlastnosti látky.

Z polovodičových kryštálov sa používa na detekciu ionizujúceho žiarenia kremík a germánium. Pre tieto kryštály je charakteristická malá šírka zakázaného pásu  $E_g$  a pomerne vysoká pohyblivosť elektrónov a dier. Malá šírka zakázaného pásu spôsobuje, že energia  $\omega$ , ktorú stráca nabitá častica na vytvorenie páru nosičov náboja,

je v kryštáloch zhruba o jeden rád menšia, ako v plynoch. Pre *Ge*  $\omega = 2,96$  eV a pre *Si*  $\omega$  = 3,66 eV, zatiaľ čo pre plyny  $\omega = 35$  eV. V scintilačnom detektore na vytvorenie jedného fotoelektrónu je potrebná energia približne 350 eV. To znamená, že očakávaná hodnota amplitúdy impulzu môže byť o rád väčšia, ako v prípade ionizačnej komory.

Polovodičový detektor sa v podstate skladá z dvoch elektród (elektródami ich nazývame obrazne, pretože elektródu môže tvoriť napr. vrstva zlata naparená na polovodičový kryštál), medzi ktorými je umiestnený polovodičový kryštál.

Páry elektrón-diera, vytvorené ionizujúcou časticou v pracovnom objeme polovodičového detektora, sa zbierajú elektrickým poľom na jeho elektródach. Proces tvorenia a zberu závisí od rozdelenia elektrónových energetických hladín v kryštáli.

Keď prímesné atómy majú o valenčný elektrón naviac okrem tých, ktoré sú potrebné pre väzby atómov v kryštáli, potom sa tieto elektróny pomerne ľahko odtrhnú od svojich atómov a môžu sa premiestňovať v kryštáli. Polovodič tým nadobúda elektrickú vodivosť typu N. Prímesné atómy, ktoré polovodiču udeľujú elektrickú vodivosť elektrónovú (typu N), sa nazývajú donormi.

Ak majú prímesné atómy o jeden valenčný elektrón menej, ako je potrebné pre väzbu atómov v kryštáli, v kryštalickej štruktúre sa utvárajú diery - uvoľnené elektrónové hladiny. Tieto uvoľnené miesta môžu byť zaplnené na úkor iných elektrónov iných atómov a diera sa premiestňuje, čo je ekvivalentné premiestneniu kladného náboja. Polovodič tým nadobúda elektrickú vodivosť typu P. Prímesné atómy, ktoré polovodiču udeľujú elektrickú vodivosť dierovú (typu P), sa nazývajú akceptormi.

Pre Ge a Si, prvky IV. skupiny, sú donormi fosfor, arzén alebo antimón – prvky V. skupiny a akceptormi sú bór, gálium alebo indium – prvky III. skupiny periodickej sústavy.

V reálnych polovodićoch sú prítomné oba druhy prímesí, ktoré sa určitým spôsobom kompenzujú. Druh nosičov, ktorý prevláda, nazývame majoritný - napr. eletróny v materiáli typu N. Druh nosičov, ktorý je v menšine, nazývame minoritný (diery v materiáli typu N). Ak sa počet donorov rovná počtu akceptorov, polovodič nazývame kompenzovaný.

Veľká pohyblivosť elektrónov a dier zabezpečuje nezávislosť amplitúdy impulzov od polohy dráhy registrovanej častice v pracovnom objeme detektora pri dostatočne dobrej časovej rozlišovacej schopnosti. Avšak merný odpor polovodičových kryštálov je pomerne malý, preto po pripojení malého jednosmerného napätia na elektródy detektora bude v elektrickom obvode pretekať jednosmerný prúd. Na zväčšenie merného odporu boli vypracované rôzne metódy zmenšenia počtu nosičov náboja, existencia ktorých je spôsobená prítomnosťou prímesí. Metódy sú založené na utvorení PN prechodu s malým množstvom nosičov. PN prechod je možné vytvoriť tak, že na jednu plochu materiálu typu P nanesieme vrstvu látky, ktorá obsahuje donory. Vďaka difúzii donory vytvoria v materiáli typu P tenkú povrchovú vrstvu, v ktorej je koncentrácia donorov mnohonásobne vyššia ako koncentrácia akceptorov. Za touto vrstvou, ktorá má elektrónovú vodivosť (typ N) vzniká prechodová oblasť, ktorá oddeľuje materiály typu N a P.

Rozlišovacia schopnosť polovodičového detektora je podmienená niekoľkými faktormi: štatistickou presnosťou merania, rôznymi typmi šumov v detektore a vo vstupných obvodoch predzosilňovača, fluktuáciami náboja pri neúplnom zbere atď. Napr. pre častice alfa s energiou 5 MeV bude veľmi dobré rozlíšenie rádove 10-120 keV, t.j. približne 0,2 %.

V súčasnej dobe sa používajú dva typy detektorov:

- 1. difúzne detektory a detektory s povrchovou bariérou,
- 2. driftové detektory.

Pri zhotovení difúznych detektorov sa používa fosfor, ktorý sa nanáša na povrch Si typu P. Tenká vrstva fosforu s nadbytkom elektrónov kompenzuje dierovú vodivosť kryštálu a v hĺbke, ktorá sa rovná hĺbke difúzie, sa utvorí NP prechod. Pripojené vonkajšie napätie vytvorí ochudobnenú oblasť širokú asi 1 mm.

Detektory s povrchovou bariérou sa zhotovujú tak, že na povrchu materiálu typu N sa napr. leptaním utvorí vrstva typu P. Potom sa na tento povrch nanáša tenká vrstva zlata. Pri pripojení napätia sa utvára ochudobnená oblasť, ktorá môže dosiahnuť hrúbku niekoľkých milimetrov (v prípade Si). Detektory s povrchovou bariérou sa môžu zhotoviť ako z Si, tak aj z Ge, ale Ge-detektory sa používajú len pri teplote tekutého dusíka, T=77 K, vzhľadom na hodnoty merného odporu . Si-detektory sa používajú pri teplote T=300 K.

Kremíkové povrchovo-bariérové polovodičové detektory sa používajú na detekciu a spektrometriu nabitých častíc v širokom intervale energií. Účinnosť detekcie nabitých častíc, ktoré dopadli na citlivý povrch polovodičového detektora je blízka k 100 %. Závislosť medzi energiou nabitej častice s amplitúdou impulzu z polovodičového detektora je lineárna v širokom intervale energií nabitých častíc. Tieto detektory majú výbornú stabilitu parametrov, sú veľmi kompaktné a ľahko prispôsobiteľné pre experimenty s rozličnou geometriou usporiadania žiarič-detektor. Povrchovo-bariérové PD charakterizujeme troma základnými parametrami: energetickým rozlíšením, citlivou plochou a hrúbkou ochudobnenej vrstvy.

Pri meraní sa používa polovodičový detektror s povrchovou bariérou (Si-Au). Detektor je umiestnený v komôrke spolu so zdrojom alfa žiarenia -  $^{241}Am$  (energia emitovaných alfa častíc je 5,48 MeV). Schéma zapojenia detektora je na obr.10.2.



Obr.10.2: Bloková schéma zapojenia polovodičového detektora, D – detektor, Ž - žiarič, K - komôrka, ZN – zdroj napätia detektora, PZ - predzosilňovač, LZ – lineárny zosilňovač, AA – amplitúdový analyzátor, ČI – čítač impulzov.

### Pracovné úlohy

- 1. Zmerať amplitúdové rozdelenie impulzov žiariča <sup>241</sup>*Am*, zostrojiť graf z nameraných hodnôt, určiť rozlíšenie detektora pre daný žiarič.
- 2. Určiť aktivitu zdroja  $A_{\alpha}$  na základe nameraných hodnôt.
- 3. Vypočítať aktivitu zdroja na základe známej hodnoty počiatočnej aktivity žiariča  $A_0$ .
- 4. Porovnať hodnotu aktivity určenú z nameraných hodnôt s hodnotou určenou výpočtom.

# Postup merania a spracovanie výsledkov

1. Žiarič <sup>241</sup>Am umiestnime do komôrky. Po nastavení pracovného napätia na napäťovom zdroji detektora, pri nastavenej konštantnej hodnote šírky amplitúdového okienka na amplitúdovom analyzátore, zmeriame amplitúdové rozdelenie impulzov. Zostrojíme graf závislosti počtu impulzov od amplitúdy (obr. 10.2) a určíme hodnotu  $A_{max}$ . Rozlíšenie určíme pomocou vzťahu :

$$R = \frac{\Delta A}{A_{\text{max}}} 100\% \quad , \tag{10.1}$$

kde  $\Delta A$  je šírka píku v dielikoch v amplitúdovom rozdelení impulzov,  $A_{max}$  je poloha maxima píku (v dielikoch).





2. Aktivitu zdroja určíme na základe nameraných hodnôt podľa vzťahu

$$A_{\alpha} = \frac{S_{\alpha}}{t} \frac{4\pi s^2}{\pi r^2} \qquad (Bq), \tag{10.2}$$

kde  $A_{\alpha}$  je aktivita zdroja, *s* je vzdialenosť zdroja od detektora, *r* je polomer citlivej plochy detektora, *t* je doba merania v sekundách. Hodnoty *s* a *r* závisia od konkrétneho detektora, sú uvedené v dokumentácii pri úlohe.  $S_{\alpha}$  je početnosť pod píkom,

$$S_{\alpha} = \sum_{k} N_k \ . \tag{10.3}$$

3. Aktivitu zdroja vypočítame pomocou známej hodnoty počiatočnej aktivity podľa vzťahu

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t},$$
 (10.4)

 $A_0$  je počiatočná aktivita,  $\lambda$  je rozpadová konštanta daná vzťahom

,

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$$
 , (10.5)

 $T_{1/2}$  je doba polpremeny, *t* je čas, za ktorý sa vzorka rozpadá. Hodnoty  $A_0$  a  $T_{1/2}$  závisia od konkrétneho použitého zdroja žiarenia.

4. Hodnotu aktivity určenú z nameraných hodnôt porovnáme s hodnotou určenou teoretickým výpočtom v úlohe č.3.

# Úloha č. 11 : Určenie aktivity preparátu <sup>60</sup>Co pomocou beta – gama koincidencií

### Všeobecná časť

Pri rádioaktívnom rozpade sa vyskytujú prípady, že jadro, ktoré vzniklo rozpadom materského jadra, sa nachádza vo vyššom energetickom stave a do základného stavu sa dostane až po vyžiarení jedného alebo viac kvánt gama. Jadrový rozpad sa tak skladá z dvoch alebo viac etáp. Takýto rozpad jadier tiež nazývame kaskádnym prechodom.

Ako príklad kaskádneho prechodu slúži rozpad jadra <sup>60</sup>*Co* (obr. 11.1). Spin tohoto jadra je I = +5, zatiaľ čo spin jadra <sup>60</sup>*Ni*, ktoré vzniká rozpadom jadra <sup>60</sup>*Co*, je I=0.

Veľký rozdiel v hodnote spinov materského a dcérskeho jadra zapríčiňuje, že takmer všetky jadrá <sup>60</sup>Co sa rozpadajú na jadrá <sup>60</sup>Ni vo vzbudenom stave s hodnotou spinu I = 4.



Obr.11.1: Kaskádny rozpad jadra <sup>60</sup>Co.

Gama prechody so zmenou spinu o 4 sú silne zakázané, preto <sup>60</sup>Ni prechádza najprv do vzbudeného stavu so spinom I = 2, pričom vyšle  $\gamma$  kvantum s energiou E = 1,173 MeV a potom do základného stavu so spinom I = 0, vyslaním gama kvanta s energiou E = 1,332 MeV (obr.11.1).

Oba gama prechody majú krátku dobu života (T  $\leq 10^{-11}$  s), takže všetky tri rozpady idú rýchle za sebou a z hľadiska rozlišovacej doby koincidenčného obvodu ( $\tau = 0,1.10^{-6}$  s) súčasne.

Na obr.11.2 je schéma zapojenia prístrojov pri určovaní aktivity žiariča pomocou beta-gama koincidencií. V blízkosti žiariča umiestnime scintilačnú sondu na registráciu beta a gama žiarenia (D1) a tiež druhú scintilačnú sondu, ktorá je schopná

registrovať len gama žiarenie (D2). Oba detektory sú napájané vysokonapäťovými zdrojmi. Signály z detektorov po zosilnení v lineárnych zosilňovačoch (LZ) sú zapojené na vstupy koincidenčného obvodu KO, z ktorého vedieme signály na vstup čítača impulzov.

Pomocou počtu koincidencií beta-gama môžeme priamo určiť počet rozpadov za jednotku času, t.j. aktivitu žiariča.



Obr.11.2: Bloková schéma zapojenia scintilačných detektorov v koincidencii: D1, D2 – detektory, VN – zdroje napätia detektorov, LZ – lineárne zosilňovače, KO – koincidenčný obvod, ČI – čítač impulzov.

Označme P(1) pravdepodobnosť registrácie gama žiarenia gama sondou a P(2) pravdepodobnosť, že beta sonda zaregistruje beta žiarenie. Potom počet pulzov, ktoré zaregistrujeme sondou gama za sekundu je

$$I(\gamma) = N_0 P(1)$$
 . (11.1)

Beta sondou zaregistrujeme za jednu sekundu  $I(\beta)$  beta častíc, kde

$$I(\beta) = N_0 P(2) \quad , \tag{11.2}$$

 $N_0$  je počet rozpadov jadra <sup>60</sup>Co za jednu sekundu, čiže aktivita žiariča. Keďže pravdepodobnosti P(1) a P(2) sú nezávislé, pravdepodobnosť, že gama sonda zaregistruje gama žiarenie a súčasne beta sonda zaregistruje beta časticu je rovná

$$P(1,2) = P(1)P(2)$$

počet koincidencií beta-gama za 1 sekundu je rovný

$$I_{\beta,\gamma} = P(1)P(2)N_0 = \frac{I(\beta)I(\gamma)}{N_0}$$
 (11.3)

Potom môžeme zo známych hodnôt  $I(\beta)$ ,  $I(\gamma)$  a  $I_{\beta,\gamma}$  určiť aktivitu žiariča  $N_0$  nasledovne

$$N_0 = \frac{I(\beta)I(\gamma)}{I_{\beta,\gamma}} \qquad (11.4)$$

Pracovné úlohy:

1. Určiť intenzitu zaregistrovaných beta častíc.

2. Určit intenzitu gama žiarenia.

3. Určiť aktivitu žiariča <sup>60</sup>Co pomocou beta-gama koincidencií.

Postup merania a spracovanie výsledkov

Sondy necháme zahriať 10 - 15 minút pri pracovnom napätí. Intenzitu žiarenia, meriame s relatívnou chybou menšou ako 0,5 %.

1. Beta sondou registrujeme  $\beta$  aj  $\gamma$  žiarenie. Chceme určiť intenzitu beta častíc. Hodnotu zaregistrovaných  $\beta$  častíc za 1 sekundu  $I(\beta)$  určíme pomocou absorpčného zákona. Beta sondou meriame počet pulzov vyvolaných  $\beta$  a  $\gamma$  žiarením  $N(\beta+\gamma)$ . Medzi detektor a žiarič dáme hliníkový pliešok s hrúbkou x = 3mm, v ktorom sa absorbujú beta častice a časť gama žiarenia a detegujeme  $N(\gamma_1)$ . Ďalej pridáme hliníkový pliešok rovnakej hrúbky, ďalšia časť gama žiarenia je absorbovaná a detegujeme  $N(\gamma_2)$ .

Hodnoty počtu impulzov  $N(\beta+\gamma)$ ,  $N(\gamma_1)$  a  $N(\gamma_2)$  prepočítame na počty pulzov za 1 sekundu, t.j. na intenzity žiarenia  $I(\beta+\gamma)$ ,  $I(\gamma_1)$  a  $I(\gamma_2)$ .

Platí

$$I(\gamma_1) = I(\gamma_0) e^{-\mu . x} , \qquad (11.5)$$

$$I(\gamma_2) = I(\gamma_0) . e^{-2\mu . x}$$
(11.6)

Úpravou rovníc (11.5) a (11.6) dostaneme:

$$I(\gamma_0) = \frac{I^2(\gamma_1)}{I(\gamma_2)}$$
 (11.7)

Intenzitu beta častíc, detegovanú beta sondou  $I(\beta)$ , potom určíme pomocou vzťahu

$$I(\beta) = I(\beta + \gamma) - I(\gamma_0) \qquad (11.8)$$

2. Intenzitu  $\gamma$  žiarenia detegovanú gama sondou meriame priamo, pomocou vstupu, na ktorý je zapojená gama sonda. Hodnoty počtu impulzov prepočítame na intenzitu za 1 sekundu.

3. Koincidenčný obvod (KO) deteguje okrem beta-gama koincidencií  $N_{\beta,\gamma}$  ešte aj gama-gama koincidencie  $N_{\gamma,\gamma}$  a náhodné koincidencie  $N_n$ :

$$N_{KO} = N_{\beta,\gamma} + N_{\gamma,\gamma} + N_n \qquad . \tag{11.9}$$

Ak meriame počet koincidencií tak, že medzi beta sondu a žiarič dáme hliníkový absorbátor, v ktorom budú všetky  $\beta$  častice absorbované, vylúčime tým beta-gama koincidencie a časť gama-gama koincidencií. Pre takto zmerané koincidencie platí

$$N_{KO} = N_{\gamma,\gamma} + N_n$$
 . (11.10)

Rozdiel medzi intenzitou gama žiarenia  $I(\gamma_0)$  a hodnotou intenzity po prejdení jedným absorpčným plieškom je relatívne malý, preto môžeme predpokladať, že použitím jedného absorpčného pliešku zmenia sa gama-gama koincidencie len nepatrne, tj.

$$N'_{\gamma,\gamma} = N_{\gamma,\gamma} \qquad . \tag{11.11}$$

Za tohto predpokladu môžeme určiť beta-gama koincidencie z rozdielu

$$N_{\beta,\gamma} = N_{KO} - N_{KO} \qquad . \tag{11.12}$$

Hodnoty  $N_{KO}$  a  $N_{KO}$  meriame za rovnaký časový interval *t* tak, aby relatívna chyba merania bola menšia ako 5 %. Hodnotu  $I_{\beta,\gamma}$  dostaneme zo vzťahu

$$I_{\beta,\gamma} = \frac{N_{b,\gamma}}{t} \tag{11.13}$$

Aktivitu žiariča  $N_0$  určíme pomocou vzťahu (11.4). Vypočítame chyby všetkých meraných veličín, výslednej aktivity a uvedieme aj relatívnu chybu vyjadrenú v percentách. Spracovanie úlohy je programovo zabezpečené na PC v laboratóriu pomocou interaktívneho programu.

# Úloha č. 12 : Štúdium jadrových reakcií metódou jadrových emulzií

## Všeobecná časť

Rádioaktívne jadrá sú zdrojom  $\alpha$ ,  $\beta$  a  $\gamma$  žiarenia. Niektoré umelé rádioizotopy vysielajú protóny alebo neutróny, avšak najčastejším zdrojom protónov i neutrónov sú jadrové interakcie. Jadrové reakcie sú zdrojom i alfa častíc a ďalších ľahkých jadier, ktoré vznikajú pri rozpade primárneho alebo terčového jadra. Pri interakcii protónov alebo ľahkých jadier veľmi vysokých energií dochádza pri jadrovej reakcii k produkcii  $\pi$  mezónov, prípadne ďalších nestabilných elementárnych častíc. Súčasne dochádza k rozpadu oboch interagujúcich jadier na nukleóny, alfa častice a ľahšie jadrá. Ako sme už uviedli v kap.I, ťažké nabité častice strácajú ionizáciou atómov prostredia rýchlo kinetickú energiu, preto ich celková dráha v hustejších prostrediach, ale i vo vzduchu, je relatívne krátka.

Jadrové reakcie a emisiu pomalých sekundárnych častíc, ktoré vznikli rozpadom terčového jadra detekujeme pomocou dráhových detektorov. V tejto úlohe použijeme na štúdium jadrovej interakcie jeden z najstarších používaných detektorov - jadrovú fotoemulziu. Na obr. 12.1 a 12.2 sú interakcie primárnych jadier <sup>16</sup> O a <sup>208</sup> Pb s jadrami emulzie.



Obr.12.1: Interakcia primárneho jadra <sup>16</sup>O s hybnosťou 200 GeV/c na nukleón s jadrom emulzie.


Obr. 12.2: Zrážka primárneho jadra <sup>208</sup> Pb s hybnosťou 158 GeV/c na nukleón s jadrom emulzie.

Ionizačné schopnosti častíc závisia v jadrovej emulzii od náboja a rýchlosti častíc. Rýchle relativistické častice majú minimálnu schopnosť ionizovať. Ich dráhy sú v emulzii tvorené radom jednotlivých čiernych zín kovového striebra. Nazývame ich relativistickými dráhami a označujeme ich ako s - častice ("shower particles"). Dráhy pomalých protónov sú tmavšie, hustota zín je väčšia. Nazývame ich šedivými dráhami a označujeme ako g - častice ("gray particles"). Zbytky terčového jadra majú malé rýchlosti a tým najvyššiu ionizačnú schopnosť. Ich dráhy sú prakticky spojite čierne. Nazývame ich čierne dráhy a nazývame ich b - častice ("black particles"). Dráhy fragmentov terčového jadra v emulzii sú pomerne krátke ( $\leq$  3mm). Nabité fragmenty primárneho jadra nazývame f - častice.

Pomocou okulárovej škály môžeme určiť ich dĺžku *R*, ktorú nazývame doletom. Schéma ožiarenia emulzného bloku zväzkom primárnych jadier je na obr.12.3.



Obr. 12.3 : Schéma ožiarenia emulzného bloku zväzkom primárnych jadier, g-, b-, s-, f-častice sú vzniknuté sekundárne častice.

Z kalibračných meraní boli zistené empirické vzťahy medzi doletom častíc a ich kinetickou energiou. Pre jadro, ktoré má hmotnostné číslo *A* a protónové číslo *Z* je závislosť medzi kinetickou energiou jadra  $E_k$  (v jednotkách MeV) a jeho doletom R (v jednotkách µm) daná vzťahom

$$E_{\kappa} = 0.251 Z^2 A^{0.419} R^{0.581}$$
(12.1)

Pre protón je tento vzťah zjednodušený

$$E_{\kappa} = 0.251.R^{0.581},\tag{12.2}$$

a pre alfa častice je

$$E_{\kappa} = 1,79.R^{0.581}.$$
 (12.3)

## Pracovné úlohy:

Pomocou kalibračnej stupnice okalibrovať okulárovú škálu na mikroskope.
 Zmerať dolety vyznačených sekundárnych dráh, u ktorých je známy náboj. Z týchto hodnôt pomocou vzťahov (12.2) a (12.3) určiť kinetickú energiu častíc.

## Postup práce a spracovanie výsledkov

1. Na stolík mikroskopu upevníme kalibračné sklíčko a pri malom zväčšení nájdeme kalibračnú stupnicu. Na kalibračnom sklíčku je vyrytá stupnica, 1 mm je rozdelený na 100 dielikov. Postupne meníme zväčšenie výmenou objektívu a s

objektívom, s ktorým budeme robiť i meranie, znovu zaostríme kalibračnú stupnicu. Zistíme vzájomný vzťah medzi kalibračnou stupnicou a stupnicou okulárovej škály.

2. Na stolík mikroskopu umiestnime jadrovú emulziu. Je to špeciálna asi 300  $\mu$ m hrubá fotoemulzia, ktorá bola po vyvolaní upevnená na sklenenú podložku. V rovine sa môžeme orientovať pomocou mriežky nanesenej na povrchu emulzie. Mriežka sa skladá zo štvorcov s plochou 1 mm<sup>2</sup>, v ktorých sú naznačené ich súradnice v rovine emulzie, tj. v každom štvorci sú uvedené 2 dvojice čísel, pričom jedna dvojica sa mení v smere osi *x*, druhá v smere osi *y*. Na priloženom zázname je nakreslený priemet študovanej reakcie a štvorec emulzie, v ktorom sa daná interakcia nachádza.

Použijeme objektív s malým zväčšením a vyhľadáme príslušný štvorec a interakciu. Po identifikácii interakcie postupne meníme zväčšenie a s okalibrovaným objektívom meriame pomocou okulárovej škály dĺžky priemetov dráh X (v mikrometroch) v rovine emulzie.

Delenie na skrutke z umožňuje zmerať súradnicu z, kolmú na rovinu emulzie v počiatočnom ( $z_1$ ) a v konečnom bode ( $z_2$ ) dráhy, pričom 1dielik= 2 $\mu$ m. Ak je dráha zakrivená, delíme ju na viac úsekov.

Pri spracovaní emulzie došlo k jej zmršteniu tak, že jej pôvodná hrúbka sa zmenšila 2,3-krát. Keď že chceme určiť pôvodnú dĺžku dráh, musíme súradnicu vynásobiť koeficientom zmrštenia s = 2,3. Potom

$$z = |z_1 - z_2| 2,3 (\mu m) \qquad (12.4)$$

Dolet R potom vypočítame ako

$$R = \sqrt{X^2 + z^2} \, (\mu m) \, . \tag{12.5}$$

Zo známych hodnôt náboja jadra (Z=1 alebo 2) a zmeraných doletov môžeme určiť kinetickú energiu vyznačených sekundárnych dráh.

## 5 Zoznam použitej literatúry

- 1. Karabová M. a kol., Základné fyzikálne praktikum, skriptá PF UPJŠ Košice, 1984
- 2. Síleš E., Martinská G., Všeobecná fyzika IV, skriptá PF UPJŠ Košice, 1992
- 3. Usačev S. a kol., Experimentálna jadrová fyzika, ALFA Bratislava, 1982
- 4. Šáro Š., Detekcia a spekrometria žiarenia alfa a beta, ALFA Bratislava, 1983
- 5. Širokov J. M, Judin N.P., Jadernaja fizika, Nauka, Moskva, 1972
- 6. Mackintosh R., Al-KhaliliJ., Jonson B., Pena T., Jádro, cesta do srdce hmoty, Academia Praha, 2003
- 7. www.javys.sk
- 8. <u>http://trshare.triumf.ca/~safety/EHS/rpt/rpt\_2/node22.html</u>
- 9. http://en.wikipedia.org/wiki/Alpha\_decay
- 10. http://en.wikipedia.org/wiki/Beta\_particle
- 11. materiály pre dištančný kurz na popularizáciu časticovej fyziky pre študentov SŠ "Okná do modernej fyziky" na ÚFV PF UPJŠ v Košiciach, 2010
- 12. internetové zdroje: http://www.mikrosvet.org, http://epog.evo.upjs.sk.
- Dolejší J., Kotrbová O., Univerzita Karlova v Prahe, prezentácia "Detektory částic", prístupné na internete: http://ipnp00.troja.mff.cuni.cz/dolejsi/textbook/Detectors CZ.ppt
- 14. Paulenová A., Rádioaktivita a životné prostredie, UK Bratislava, 1999
- 15. Squires G.L.: Praktičeskaja fizika, MIR, Moskva, 1971
- 16. Hudson D.J. : Statistics, Geneva, 1964
- 17. Cooper J.R., Randle K., Sokhi R.S. : Radioactive Releases in the Environment Impact and Assessment, J. Wiley& Sons, Ltd., 2003
- 18. STN 01 1310, dát. vyd.1.10.1999, Veličiny a jednotky. Ochrana pred ionizujúcim žiarením.
- 19. STN ISO 31-10, Veličiny a jednotky, 10.časť Jadrové reakcie a ionizujúce žiarenie, dec.1997
- 20. Nariadenie vlády SR o základných bezpečnostných požiadavkách na ochranu zdravia pracovníkov a obyvateľov pred ionizujúcim žiarením č.345/2006 Z.z.
- 21. Vrláková J., prednášky k predmetu "Jadrové žiarenie v životnom prostredí" na PF UPJŠ v Košiciach, dostupné na : http://hep.upjs.sk/~vrlakova/STUDENT/
- 22. http://en.wikipedia.org/wiki/Radioactive\_decay
- 23. Murray R.L., Nuclear Energy, An Introduction to the Concepts, Systems, and Applications of Nuclear Processes, 6th edition, Butterworth-Heinemann, Elsevier, 2009
- 24. Brož J., Roskovec V., Valouch M., Fyzikální a matematické tabulky, SNTL, 1980
- 25. Žukovskij Ju.G. i dr., Praktikum po jadernoj fizike, Moskva, izd. Vysšaja škola, 1975
- 26. Florek M. a kol., Fyzikálne praktikum IV, skriptá MFF UK Bratislava, 1983
- 27. Florek M.a kol., Praktikum z jadrovej fyziky a elektroniky, skriptá MFF UK Bratislava, 1982
- 28. Húšťava Š., Návody na laboratórne cvičenia z fyziky, skriptá, Trnavská univerzita, Trnava, 2006, dostupné na internete: pdf.truni.sk/download?e-skripta/nlcf.pdf
- 29. Povinec P. a kol., Aplikovaná jadrová fyzika, skriptá MFF UK Bratislava, 1985

- 30. Irodov I.E., Sbornik zadač po atomnoj i jadernoj fizike, Moskva, Atomizdat, 1971
- 31. Ullmann V., Jaderná a radiační fyzika, dostupné na internete: <u>http://astronuklfyzika.cz/JadRadFyzika4.htm</u>
- 32. Mašlán M., Machala L., Tuček J., Praktikum z atomové a jaderné fyziky, skriptá, Přírodovědecká fakulta Univerzity Palackého v Olomouci, 2005 dostupné na:

http://apfyz.upol.cz/ucebnice/down/jaderka.pdf

- 33. <u>http://www.nndc.bnl.gov/nudat2</u>
- 34. http://de.labs.wikimedia.org
- 35. http://www.daviddarling.info/encyclopedia/G/Geiger-Muller\_counter.html
- 36. Frodesen A.G., Skjeggestad O., Probability and statistics in particle physics, Universitetsforlaget, Bergen, 1979
- 37. Taylor J.R., An introduction to error analysis, University Science Books, 1997