

8. SCINTILAČNÝ DETEKTOR

UČEBNÉ CIELE

Zoznámiť sa z činnosťou scintilačného a čerenkovho detektora, ako detektorov, ktoré snímajú ionizujúce žiarenie prostredníctvom svetelných zábleskov. Pochopiť funkciu a vlastnosti scintilátora ako aj princíp činnosti fotonásobiča a mikrokanálového násobiča.

KĽÚČOVÉ SLOVÁ

Scintilátor: organický, anorganický, kryštalický, plastický, kvapalný, plyný; luminiscenčné centrá; fotonásobič; aktivátor; doba dosvitu scintilátora; doba preletu fotonásobiča; dynóda; koeficient sekundárnej emisie; fluktuácia elektrónov na anóde; šumové impulzy; impulzy pozadia; svetlovod; konverzná a technická účinnosť fotonásobiča; kvantová účinnosť fotokatódy; mikrokanálový násobič a mikrokanálová platnička.

8.1 SCINTILÁTOR

Pri prechode nabitých častíc látkou strácajú častice svoju energiu v dôsledku excitácie a ionizácie atómov alebo molekúl, z ktorých sa skladá látka. Ak sa nabitá častica pohybuje v luminiscenčnej látke, čas i jej energie sa spotrebuje na vyvolanie luminiscenčného žiarenia, ktorého spektrum môže byť v oblasti viditeľného žiarenia.

V niektorých prípadoch svetelný záblesk vidieť priamo okom pomocou lupy s malým zväčšením, ale vo väčšine prípadov tieto svetelné záblesky možno registrovať len pomocou fotonásobiča. Scintilačný detektor sa potom skladá zo špeciálnej luminiscenčnej látky (scintilátora) a fotonásobiča. Ionizujúce žiarenie vyvoláva v scintilátore záblesky a fotonásobič transformuje svetelný impulz na elektrický. Tento elektrický impulz sa zvyčajne ešte zosilňuje, tvaruje a registruje.

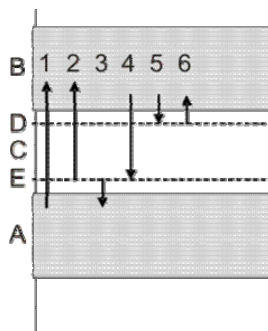
Luminiscenčné látky, ktoré sa používajú pri scintilačnej metóde, rozdeľujeme:

- podľa zloženia: na organické a anorganické;
- podľa skupenstva: na tuhé (kryštalické, plastické), kvapalné a plyné.

Na príklade anorganického kryštalického scintilátora si ozrejmime mechanizmus vzniku scintilácií, ktorý možno vysvetliť pomocou pásovej teórie.

V izolovanom atóme, ktorý nie je viazaný s inými atómami, sa elektróny nachádzajú na diskretných energetických hladinách. V tuhej látke sa atómy nachádzajú blízko seba a ich vzájomné pôsobenie je dostatočne silné. Vďaka tomuto vzájomnému pôsobeniu hladiny vonkajších elektrónov sa štiepia a vytvoria pásy, ktoré sú od seba oddelené tzv. zakázanými pásmi. Najvyšší dovolený pás, ktorý je prakticky celkom zaplnený elektrónmi, je **valenčný pás** (na obr. 8-1 označený písmenom A).

Vyššie položený pás dovolených energií (označené písmenom B) je voľný (úplne pri teplote absolútnej nuly) a nazýva sa **vodivostný**. Medzi valenčným a vodivostným pásmom je **zakázaný pás** (C)), ktorého energetická šírka u kryštálov, ktoré prichádzajú do úvahy ako scintilátory, je niekoľko elektrónvoltov (eV).



Obr. 8-1
Schematické znázornenie prechodov
v scintilačnom kryštále.
A – valenčný pás
B – vodivostný pás
C – zakázaný pás
D – poruchy mriežky
E – prímiesné atómy

V skutočnosti však kryštály nie sú ideálne. Majú defekty:

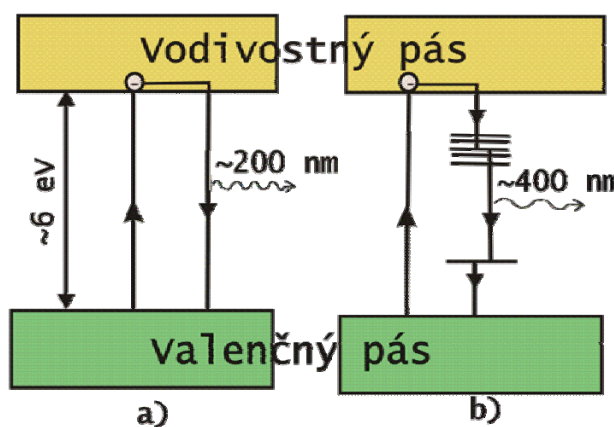
- vo forme cudzích prímiesných atómov, ktoré sú vtiesnané do kryštálu;
- vo forme prázdnych uzlov v kryštalickej mriežke, mikroskopických trhlín a pod.

Prítomnosť týchto defektov má za následok vznik lokálnych energetických hladín, ktoré ležia v zakázanom páse. Tieto hladiny môžu mať veľký vplyv na scintilačné a fotoelektrické vlastnosti kryštálu. Energetické hladiny, ktoré vznikajú vplyvom porúch stavby kryštálu, ležia v zakázanom páse bližšie k vodivostnému pásu (D). Prímiesi, prítomnosť ktorých utvára tieto hladiny, tiež pokladáme za poruchy. Hladiny, ktoré vznikajú vplyvom prímiesných atómov, ležia v zakázanom páse bližšie k valenčnému pásu (E).

Pri vonkajšom pôsobení ionizujúceho žiarenia na scintilátor, napr. ak ním prechádza rýchle sa pohybujúca nabitá častica, elektróny môžu získať časť energie tejto častice a prejsť z valenčného pásu do pásu vodivostného. Tento prechod je na obr.8-1 označený číslom 1. Získaním energie sa môže dostať do vodivostného pásu aj elektrón z prímiesnej hladiny (prechod 2). Dieru, ktorá vznikne vo valenčnom páse prechodom 1, môže zaplniť elektrón z prímiesnej hladiny (prechod 3). Prechodom 2 aj prechodom 3 vzniknú na prímiesnej hladine voľné miesta, ktoré sa stávajú centrami vzniku svetelných zábleskov. tzv. **luminiscenčné centrá**. Na uvoľnené miesta v prímiesnej hladine môžu prejsť elektróny z vodivostného pásu (prechod 4). Pri ich rekombinácii s dierami na prímiesnej hladine sa nadbytok energie elektrónu vyžiarí vo forme svetelného záblesku (**fluorescencie**). Fotóny tohto svetelného záblesku majú menšiu energiu, ako je šírka zakázaného pásu, a preto pravdepodobnosť ich pohltienia v samotnom scintilátore je malá, v dôsledku čoho **svetelný výťažok zo scintilačného kryštálu s prímiesou je oveľa väčší ako z čistého bezprímiesného kryštálu**. Pre zväčšenie svetelného výťažku anorganických scintilátorov sa k nim pridávajú špeciálne prímiesi, ktoré sa nazývajú **aktivátory**. Napr. do kryštálu jodidu sodného (NaI) sa ako aktivátor pridáva tálium (Tl).

Elektróny z vodivostného pásu môžu prejsť aj na poruchové hladiny, pričom tieto prechody (5) nie sú sprevádzané vznikom svetelných zábleskov, hoci energia elektrónov sa pritom znižuje. Táto energia sa odovzdá mriežke vo forme tepelnej energie. Priamy prechod elektrónov z poruchových hladín do valenčného pásu alebo na prímiesné hladiny je obyčajne zakázaný. "Zákaz" prechodu výberovými pravidlami neznamena, že k prechodu nemôže dôjsť, ale že pravdepodobnosť jeho výskytu je veľmi malá. Takéto prechody preto môžu nastať až za značne dlhú dobu a výsledné tzv. **fosforescenčné žiarenie** môže byť emitované celé minúty alebo hodiny po tom, čo došlo k počiatočnej absorpcii. To znamená, že elektróny zostanú zachytené na poruchových hladinách, t.j. **v záchytných centrách a takýto stav je metastabilný**. Napríklad elektróny z poruchovej hladiny (D) musia prejsť najprv späť do vodivostného pásu (B - prechod 6) a až potom na prímiesnú hladinu (E - prechod 4).

Na uskutočnenie prechodu 6 musí elektrón teda získať ešte určité množstvo energie, a to napr. pohltením energie viditeľného svetla alebo tepelného žiarenia. To môže trvať pomerne dlho. **V scintilačných detektoroch sa teda môže využívať len fluorescenčné žiarenie.**



Obr.8-2a.

Energetické hladiny elektrónov v :

- a) čistom NaI a
- b) v NaI(Tl) - iodide sodnom aktivovanom táliom.

Jedným z dôležitých parametrov scintilátora je trvanie scintilačného záblesku. Na jeho charakterizovanie sa zaviedol pojem **dosvit**. Je to čas, za ktorý sa intenzita záblesku zmenší e-krát. Rozličné scintilátory majú rozdielny dosvit. Plyny asi 10^{-9} s, kvapaliny 10^{-8} až 10^{-9} s, tuhé látky asi od 10^{-5} do 10^{-8} s (obr.8-2b). V niektorých scintilátoroch trvanie scintilačného záblesku závisí i od povahy žiarenia. Napríklad pre elektróny a protóny bude rozdielne. Táto skutočnosť sa niekedy využíva pri selektívnej registrácii jedného druhu žiarenia.

Scintilátor	Typ	Použitie	Pík λ [nm]	Dosvit [ns]	Relatívny svetelný výstup
NaI(Tl)	kryštál	X, γ	413	230	1,000
CsI(Tl)	kryštál	γ , ťažké častice	580	1100	0,413
LiI(Eu)	kryštál	n	475	1200	0,326
ZnS	kryštálický	$\square$	450	200	1,304
Antracen	organický kryštál	α , β , γ , rýchle neutróny	447	30	0,435
Stylben	organický kryštál	γ , rýchle neutróny	410	4,5	0,217
NE213	organická kvapalina	rýchle neutróny	425	3,7	0,339
NE102A	plastikový (plastic)	α , β , γ , rýchle neutróny	423	2,4	0,283
NE908	sklo	pomalé neutróny	399	75	0,070

Obr.8-2b.

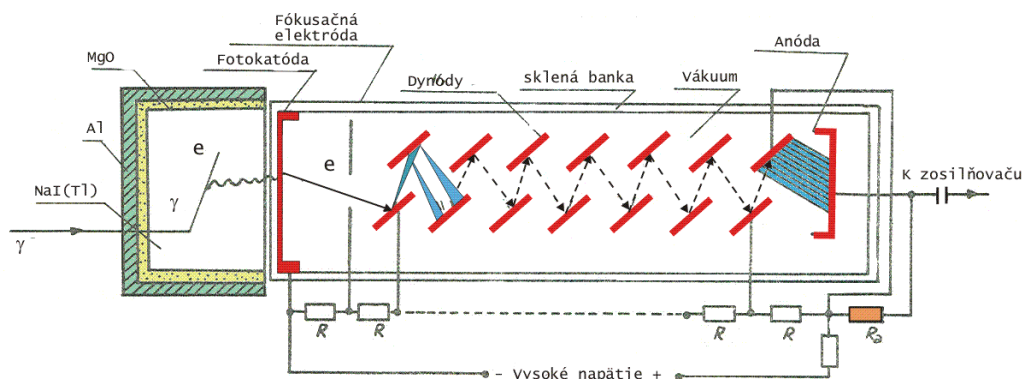
Niektoré bežne používané scintilátory

(na základe materiálov firmy Nuclear Enterprises Ltd, Edinburgh)

Ak dolet nabitej častice je menší ako rozmery citlivého priestoru scintilátora, t.j. priestoru, v ktorom fotonásobič efektívne registruje svetelné záblesky, je intenzita záblesku vo väčšine prípadov úmerná energii častice. V plyných scintilátoroch (xenón, argón atď.) intenzita záblesku závisí len od energie, ktorú stratila častica v citlivom priestore. V ostatných scintilátoroch závisí aj od typu častice. Napríklad kvapalné scintilátory sú citlivejšie na žiarenie beta ako na žiarenie alfa. No pre jeden druh žiarenia je závislosť amplitúdy impulzu od energie častíc zvyčajne lineárna a na základe analýzy amplitúd impulzov je možné určiť energiu častíc. Scintilačný detektor je teda vhodný aj pre spektrometrické merania.

8.2 FOTONÁSOCIČ

Fotonásobič spája funkciu vákuového fotočlánku a prúdového zosilňovača s vysokým koeficientom zosilnenia. Skladá sa (obr.8-3) z fotokatódy, anódy a niekoľkých dynód, zhotovených z materiálu, ktorý má vysoký koeficient sekundárnej emisie elektrónov σ . Celý tento systém je uzavretý v sklenej nádobe s vysokým vákuom.



Obr. 8-3

Scintilačný detektor žiarenia gama. Zdroj vysokého napätia má pól vedúci ku katóde – U_{vn} uzemnený. Anóda je na vysokom potenciáli $+U_{vn}$ a zosilňovač musí byť pripojený cez väzobný (oddeľovací) kondenzátor.

Účinkom svetelných zábleskov, ktoré vznikli v scintilátore, sa z fotokatódy vyrazia elektróny. Tieto elektróny usmerňuje elektrické pole fokusačnej elektródy - mriežky na prvú dynódu a súčasne ich urýchľuje, aby z dynódy mohli vyraziť sekundárne elektróny. Vyrazené elektróny sa fokusujú na nasledujúcu dynódu, z ktorej opäť vyražia ďalšie elektróny atď. Týmto postupom rastie lavína elektrónov od fotokatódy k anóde. Počet dynód n býva zvyčajne 11 až 13 (obr. 8-4).

Ak N_e je počet elektrónov vyrazených z fotokatódy, na anódu dopadne počet elektrónov N_a , ktorý závisí od koeficientu sekundárnej emisie dynód σ a je určený vzťahom $N_a = N_e \sigma^n$. Pri napätí medzi dynódami okolo 100 V má σ v súčasných fotonásobičoch hodnotu 3 až 5. Za predpokladu, že σ je rovnaké pre všetky dynódy je pomer $N_a/N_e = 10^6$ až 10^9 . Týmto sa v podstatnej miere uľahčuje registrácia svetelných zábleskov, lebo amplitúda impulzu z fotonásobiča je aspoň miliónkrát väčšia ako amplitúda elektrického impulzu z obyčajného fotočlánku.

Veličina σ závisí od energie elektrónov dopadajúcich na dynódy. t.j. od rozdielu potenciálov medzi dynódami. Aby bola zanedbateľná fluktuácia elektrónov na anóde, spôsobená nestabilitami dynodových potenciálov, musí mať zdroj vysokého napätia U_{vn} , ktorý pomocou odporového deliča vytvára rozdiel potenciálov medzi dynódami (obr. 8-4), stabilitu lepšiu ako 0.01 %. Scintilačné detektory sú na stabilitu napájacieho vysokého napätia podstatne citlivejšie ako plynové detektory ionizujúceho žiarenia a vyžadujú si kvalitné stabilizované vysokonapäťové zdroje.

Z fotokatódy sa môžu uvoľniť elektróny nielen pri dopade fotónov, ale aj v dôsledku termoemisie alebo autoemisie elektrónov. Preto na výstupe scintilačného počítača sa budú vyskytovať okrem pravých impulzov. t.j. impulzov, ktoré vznikli v dôsledku prechodu skúmaných častíc scintilátorom, aj nepravé, **šumové impulzy** n_s , spôsobené termoemisiiou a autoemisiiou elektrónov hlavne z fotokatódy a prvej dynódy. Amplitúda impulzov vyvolaných termoemisiiou a autoemisiiou elektrónov z

ostatných dynód bude podstatne menšia, nakoľko sa na zosilnení takýchto impulzov zúčastňuje menší počet dynód.

Okrem šumových impulzov sú zdrojom nepravých impulzov aj **impulzy pozadia** n_f , t.j. impulzy vyvolané účinkom rádioaktívnych prvkov obsiahnutých v scintilátore a fotonásobiči. ako aj účinkom kozmického žiarenia a tak isto impulzy, vyvolané inými rádioaktívnymi žiaričmi.

Počet šumových impulzov spôsobených termoemisiou bude menší, ak scintilačný detektor pracuje v termostate pri nízkej teplote. Starostlivým výberom materiálov pre scintilátor a fotonásobič je možné znížiť v nich hladinu prírodných rádioaktívnych látok. Obalením scintilačného detektora látkami absorbujúcimi v značnej miere kozmické žiarenie sa dá dosiahnuť zase zníženie početnosti impulzov pozadia. Pri dobrom tienení scintilačného detektora je $n_f \ll n_s$.

Pri registrácii silno ionizujúcich častíc (protónov, častíc alfa, štiepných fragmentov) je počet fotónov dopadajúcich na fotokatódu dostatočne veľký ($10^4 - 10^5$) a amplitúda elektrického impulzu je oveľa väčšia ako amplitúda šumových impulzov. Právě a šumové impulzy sa môžu oddeliť pomocou tzv. amplitúdového diskriminátora. Amplitúdový diskriminátor z impulzov privedených na jeho vstup prepusti len tie impulzy, ktorých amplitúda je väčšia ako požadovaná hodnota, tzv. prahová diskriminačná hladina.

Zníženie počtu zaregistrovaných šumových impulzov môžeme dosiahnuť aj tým, že z jedného scintilátora registrujú záblesky dva fotonásobiče. Pretože šumové impulzy v každom fotonásobiči vznikajú nezávisle, môžeme ich časovou selekciou vylúčiť. Na tento cieľ sa používa tzv. koincidenčný obvod, na vstup ktorého sa privádzajú impulzy z obidvoch fotonásobičov. Koincidenčný obvod prepustí signál len vtedy, keď časový interval medzi príchodom impulzov z obidvoch fotonásobičov je nulový alebo neprekročí veľmi malú hodnotu (10^{-6} až 10^{-10} s) časového rozlíšenia koincidenčného obvodu. Právě impulzy od toho istého záblesku vznikajú súčasne v obidvoch fotonásobičoch a na vstup koincidenčného obvodu prídu súčasne. Takto sa právě impulzy registrujú veľmi efektívne, kým registrácia šumových impulzov je obmedzená.

Najväčšou **prednosťou scintilačného detektora** pred plynovým detektorom ionizujúceho žiarenia je, že dosvit väčšiny scintilátorov je menší ako 10^{-7} s. Približne taká veľká je aj mŕtva doba tohto detektora, čo je 100 až 1000-násobne menej ako pri plynových detektoroch. Preto scintilačné detektory môžu registrovať omnoho väčšie početnosti impulzov ako plynové detektory. **Nevýhodou scintilačných spektrometrov** je menšia energetická rozlišovacia schopnosť ako pri plynových a polovodičových detektoroch.

8.2.1 Oblasť použitia scintilačného detektora

Scintilačný detektor sa používa i **na detekciu nenabitých častíc**, ako sú kvantá gama a neutróny, tieto sa však detekujú nepriamo. Pri prechode žiarenia gama hmotným prostredím, v danom prípade scintilátorom, sa kvantá gama rozptyľujú alebo pohlcujú (fotoetekt, Comptonov jav a tvorenie párov). Pri pohltení kvanta gama sa časť jeho energie, poprípade celá energia odovzdá elektrónom. To znamená, že pri prechode žiarenia gama scintilátorom vzniknú rýchle elektróny, ktoré vyvolajú scintilačný záblesk. Za istých podmienok intenzita scintilačného záblesku je úmerná energii kvánt gama.

Účinný prierez fotoefektu, Comptonovho efektu a tvorby párov rastie so zväčšovaním atómového čísla prvkov, a preto **ako scintilátory sa pre žiarenie**

gama hodia také látky, ktoré sa skladajú z prvkov s veľkým Z. V scintilačných detektoroch žiarenia gama sa najčastejšie používajú kryštály NaI (TI) jodid sodný aktivovaný táliom. Pretože hustota tuhých látok je o 3 rády väčšia ako plyných, je i účinnosť detekcie kvánt gama scintilátorom NaI (TI) o 2 až 3 rády lepšia ako plynovým detektorom rovnakého objemu.

Na detekciu neutrónov sa používajú buď organické scintilátory, v ktorých sa neutróny rozptyľujú na protónoch, čím protóny získavajú časť kinetickej energie neutrónu a môžu potom vyvolať scintilačný záblesk, alebo neutróny vstupujú do jadrových reakcií s atómami jadier scintilátora, napr. reakcia (n, alfa). Na tento účel sa často používa kryštál LiI(Eu), v ktorom prebieha reakcia ${}^6\text{Li}(n, \text{alfa}){}^3\text{H}$.

Všetky kryštály, ktoré sa používajú ako scintilátory, musia byť **prieľadné**. Zrnité a práškovité látky sa nehodia, lebo pohlcujú svetlo. Scintilátor treba pripojiť k fotonásobiču **pomocou svetlovodu** tak, aby svetelný kontakt bol čo najdokonalejší. Na tento účel sa používa kanadský balzam alebo minerálne oleje. Kryštály sú väčšinou v hliníkovom obale, ktorý ich chráni pred vlhkom (hygroscopicita väčšiny kryštálov) a súčasne chráni fotokatódu fotonásobiča pred denným svetlom. Vnútoraná plocha obalu je pokrytá látkou, ktorá výborne rozptyľuje svetlo, napr. kysličníkom horečnatým.

8.2.2 Vlastnosti scintilačného detektora

Citlivosť scintilačného detektora možno charakterizovať energiou potrebnou na vytvorenie jedného fotoelektrónu z katódy fotonásobiča. Táto citlivosť je podstatne nižšia ako citlivosť plynových a polovodičových detektorov. V detektoroch s neorganickými kryštálmi treba na emisiu 1 fotoelektrónu dodať energiu okolo 0,7keV, v detektoroch s organickými kryštálmi až trikrát viac.

Scintilačný detektor má dobré spektrometrické vlastnosti. Výhodou je, že scintilačný detektor môže mať značné rozmery a takmer ľubovoľný tvar.

Scintilačné detektory majú rýchlu odozvu, takže sa používajú pre registráciu veľkej hustoty toku častíc alebo pri získavaní informácie o časových koreláciách medzi udalosťami, spojenými s registrovaním nabitých častíc alebo kvantov gama.

Procesy prebiehajúce v scintilačnom detektore, objasňuje aj príklad 8-1, a možno ich zhrnúť do nasledujúcich častí:

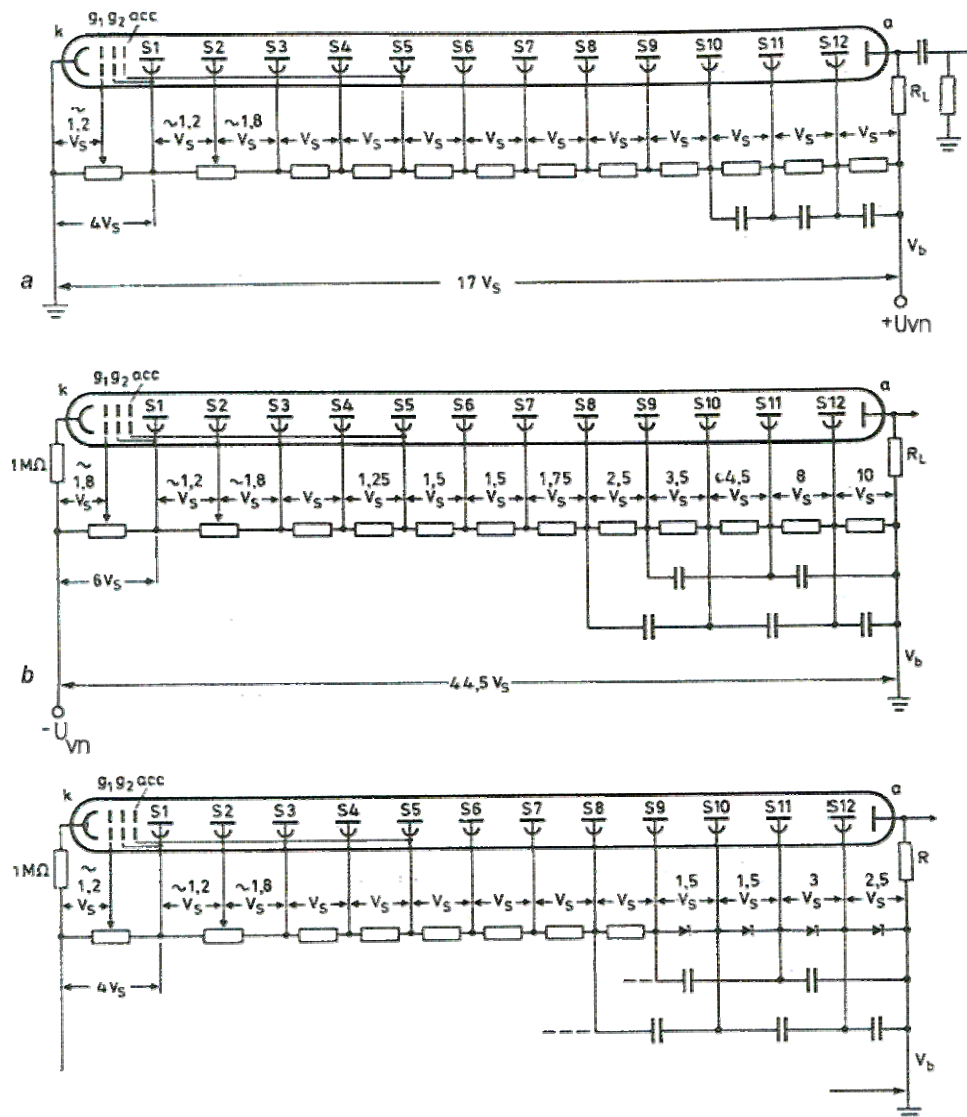
- **Absorbcia energie** častice alebo kvanta gama **v scintilačnej látke**. Množstvo absorbovanej energie závisí od zloženia, hustoty, rozmerov acintilátora a tiež od druhu žiarenia. Pre spektrometrické merania je dôležité, aby častice alebo kvantá gama boli absorbované v scintilátore úplne.
- Prevod absorbovanej energie na svetelnú energiu, ktorý je charakterizovaný **konverznou účinnosťou** η_1 , t.j. pomerom svetelnej energie k energii, ktorú registrovaná častica stratila v priebehu interakcie so scintilačnou látkou. U bežných scintilátorov sa konverzná účinnosť η_1 pohybuje od 0,1 do 20%. Konverzná účinnosť η_1 sa obyčajne porovnáva s konverznou účinnosťou η_{1a} antracénu, čo zodpovedá energii asi 70eV, vynaloženej na vytvorenie 1 fotónu o vlnovej dĺžke 400 – 410nm, ktorá zodpovedá oblasti maximálnej spektrálnej citlivosti väčšiny fotonásobičov. Scintilátor NaI(TI) má konverznú účinnosť $\eta_1 \sim 2\eta_{1a} \sim 8\%$.
- Zber fotónov na fotonásobič, ktorá je charakterizovaná tzv. **technickou účinnosťou** η_2 , t.j. podielom svetelnej energie dopadajúcej na fotokatódu k celkovej absorbovanej energii. Technická účinnosť závisí hlavne od prieľadnosti scintilátora, jeho hrúbky, kvality reflektora, optického kontaktu

a pod. U väčšiny scintilátorov možno ich tvar charakterizovať **geometrickým činiteľom** $\eta_{2g} \sim 0,36 - 0,49$, ktorý udáva priestorový uhol, pod ktorým dopadajú svetelné záblesky na fotokatódu. Technická účinnosť η_2 scintilátora, takéhoto tvaru spolu s priehľadnosťou scintilátora potom možno charakterizovať celkovým technickým činiteľom $\eta_2 \sim 0,3$.

- Emisia fotoelektrónov, ktorá závisí jednak od **kvantovej účinnosti fotokatódy** η_3 , (ktorá je definovaná pomocou elektrónov uvoľnených z fotokatódy pri dopade 1 fotónu s určitou vlnovou dĺžkou), jednak od celkového počtu fotónov a ich vlnovej dĺžky. K tomu, aby sa uvoľnilo čo najviac fotoelektrónov treba optimálne **prispôbiť spektrálne charakteristiky scintilátora a fotonásobiča** v oblasti 200 – 500 nm. Napr. priebeh kvantovej účinnosti fotokatódy v závislosti od vlnovej dĺžky fotónov, ktorý sa nazýva **spektrálna charakteristika fotokatódy**, pre najrozšírenejší typ fotokatód, zložených z Sb – Cs, má maximálnu hodnotu v okolí vlnovej dĺžky 390 -420 nm. Kvantová účinnosť pri maximálnej spektrálnej citlivosti fotonásobičov býva $\eta_3 \sim 0,06 - 0,15$.
- **Procesu násobenia elektrónov.** Počet elektrónov dopadajúcich po zosilnení na anódu závisí od počtu fotoelektrónov z katódy, od účinnosti ich zberu (70-98%) na prvú dynódu a celkovom zosilnení fotonásobiča. Fotóny po dopade na fotokatódu uvoľňujú elektróny, ktoré sa po fókusácii mriežkou a urýchlení elektrickým poľom dostávajú na 1 dynódu. Povrch dynód je pokrytý materiálom s veľkým súčiniteľom sekundárnej emisie. Vplyvom toho sa počet elektrónov opúšťajúcich každú nasledujúcu dynódu neustále zväčšuje. Výsledkom tohto násobiaceho procesu je, že každý fotoelektrón za predpokladu rovnakého súčiniteľa sekundárnej emisie s všetkých n dynód vyvolá σ^n elektrónov, ktoré sú potom zberané z anódy alebo z poslednej dynódy. **Súčiniteľ zosilnenia** $M = N_a / N_e$ je definovaný ako pomer počtu elektrónov dopadajúcich na anódu N_a k počtu elektrónov N_e emitovaných z fotokatódy. Súčiniteľ lineárneho zosilnenia spektrometrických fotonásobičov býva $10^6 - 10^7$. Zosilnenie fotonásobiča môže dosahovať až $10^8 - 10^9$. Vzhľadom na to, že súčiniteľ M závisí od rozloženia napätia medzi jednotlivými dynódami je aj zosilnenie funkciou napájacieho napätia $M = f(U_{vn})$. Medzi relatívnou zmenou zosilnenia $\Delta M / M$ a relatívnou zmenou napájacieho napätia $\Delta U_{vn} / U_{vn}$ platí:

$$\frac{\Delta M}{M} \sim n \frac{\Delta U_{vn}}{U_{vn}}.$$

Napríklad pre 10 dynódový fotonásobič je potrebné stabilizovať napájacie napätie s presnosťou lepšou ako 0,1%, aby fluktuácia zosilnenia nepresiahla 1%. Napätie potrebné pre dynódy zabezpečuje delič napätia podľa obr. 8-4. Okrem spôsobu zapojenia fotonásobiča s uzemnenou katódou, uvedenou na obr. 8-4.a, ktorého anóda je pripojená k napätiu $+U_{vn}$, sa niekedy používa spôsob s uzemnenou anódou (obr. 8-4b,c.), pri ktorom je na fotokatóde napätie $-U_{vn}$.



Obr. 8-4.

Príklady odporového deliča pre fotonásobič (podľa katalógu fy. Philips):

- c) s kladnou polaritou VN na anóde - vyžaduje sa pre signál z anódy väzobný kondenzátor C.
- d) zápornou polaritou VN na anode - ľahšie pripojenie blokovacích kondenzátorov k posledným diódam na stabilizáciu napätia na dynódach.
- e) obdoba variantu b) so Zennerovými diódami na stabilizáciu napätia na dynódach.

Prúd cez delič resp. veľkosť odporov deliča sa volí s ohľadom na predpokladanú amplitúdu impulzov, trvanie impulzov a ich početnosť. Napájacie napätie U_{VN} býva od 1 do 3 kV. Prúd cez delič býva len výnimočne väčší ako stredná hodnota anódového prúdu. Pri väčšom prúde cez delič je potrebné voliť rezistory väčších rozmerov, dimenzované na väčší výkon. Preto nie je možné prúd cez delič neobmedzene zväčšovať. Prúd cez fotonásobič vzrastá smerom k anóde a preto sa k posledným dynódam, na stabilizovanie ich napätia počas trvania dlhších impulzov, pripájajú kondenzátory C, napr. s kapacitou $C \sim 0,05 \mu F$.

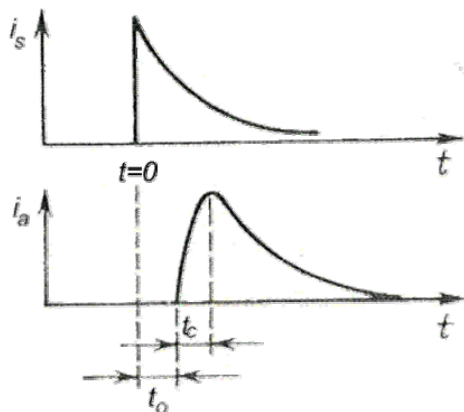
Kapacita kondenzátora C sa volí tak, aby počas trvania t_i impulzu, resp. počas trvania skupiny impulzov, neprevyšovala relatívna zmena napätia na dynóde

$\Delta U_D/U_D < \delta$ určitú dovolenú veličinu δ , napr. $\delta \sim 1\%$. Návrh vhodnej kapacity kondenzátora C ilustruje príklad 8-2.

Mechanizmus luminiacsencie scintilačných látok je značne zložitý. Obvykle je možné priebeh intenzity svetelného záblesku charakterizovať jednou časovou konštantou τ_s , tzv. **dosvitom**, t.j. predpokladať, že intenzita fotónov sa mení z počiatočnej hodnoty n_0 podľa vzťahu: $n(t) = n_0 e^{-t/\tau_s}$ (obr. 8-5). Dosvit organických scintilátorov je ~ 10 ns a anorganických až 100 krát dlhší, napr. scintilátor NaI(Tl) má dosvit $\tau_s \sim 0,3 \mu s$.

Pri dlhej dobe dosvitu ($\tau_s \sim 10^{-6} - 10^{-7}$ s) možno považovať proces uvoľnenia fotoelektronov a ich násobenie vo fotonásobiči za veľmi rýchly proces, takže prúd v anódovom obvode detektora stihne bez zotrvačnosti sledovať tvar záblesku zo scintilátora a teda bude mať rovnaký tvar ako tento záblesk

Pri „rýchlejších“ scintilátoroch ($\tau_s \sim 10^{-9} - 10^{-8}$ s) treba uvažovať aj rýchlosť niektorých procesov vo fotonásobiči. Výstup elektrónov z fotokatódy alebo dynódy netrvá dlhšie ako 10^{-12} s a netreba ho v ďalšom uvažovať. Celkové trvanie preletu elektrónov medzi dynódami závisí od typu fotonásobiča, býva od 4 do 70 ns. Pri takejto dobe preletu býva rozptyl doby preletu 0,5 - 3 ns. V dôsledku existencie **doby preletu** vznikne impulz na anóde **s oneskorením** t_0 (obr. 8-5). Doba preletu závisí od kinematiky pohybu elektrónov, ktoré sa pohybujú s rýchlosťami vzrastajúcimi so zväčšovaním napätia na dynodových kaskádach. **Pre dosiahnutie vysokého časového rozlíšenia** sa preto napätia na jednotlivých kaskádach, ako aj celkové **napájacie napätie, volí čo najvyššie**, t.j. prakticky rovné maximálnemu dovolenému napájaciemu napätiu pre daný typ fotonásobiča. Pri dlhšej dobe preletu je väčší aj rozptyl doby preletu. Rozptyl, ktorý je vyvolaný jedným fotoelektrónom možno dobre aproximovať pomocou krivky Gaussovho rozdeľovacieho zákona. V dôsledku štatistického charakteru procesu sekundárnej emisie dynódového násobenia má anódový impulz **predĺžené trvanie čela** t_c .



Obr. 8-5.

- Impulz elektrónov z fotokatódy $i_s(t)$, úmerný svetelnému záblesku zo scintilátora, v ktorom počet fotónov $n(t) = n_0 e^{-t/\tau_s}$;
 - V procese násobenia na dynódach, v dôsledku štatistického rozptylu dráh elektrónov, sa jeho tvar pozmení. Anódový impulz je oneskorený o t_0 a má predĺžené trvanie čela t_c .
- n_0 – počet fotónov na začiatku záblesku,
 τ_s – dosvit,
 i_a – prúdový impulz z anódy fotonásobiča.

Príklad 8-1

Určite amplitúdu impulzu na výstupe scintilačného detektora s kryštálom NaI(Tl), ktorý zaregistroval pik úplnej absorpcie žiariča ^{57}Co , s energiou 122 KeV. Pre odhad maximálnej amplitúdy výstupného impulzu predpokladajte, že kapacita detektora $C_d = 100 \text{ pF}$ a pracovný odpor detektora $R_L = \infty$ je nekonečne veľký.

Riešenie:

Prevod absorbovanej energie na svetelnú energiu záblesku scintilátora sa charakterizuje **konverznou účinnosťou** η_1 ako pomer energie, ktorú registrovaná častica stratila v priebehu interakcie so scintilačnou látkou k svetelnej energii záblesku. Energia na vytvorenie 1 fotónu o

$$\text{vlnovej dĺžke } \lambda = 400\text{nm} \quad \omega_{sc} = \frac{hc}{\lambda e} = \frac{6,624 \cdot 10^{-24} \cdot 3 \cdot 10^9}{400 \cdot 10^{-9} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} \sim 31\text{eV}; \text{ takže po absorpcii}$$

$$\text{energie } \Delta W = 122 \text{ keV sa vytvorí } n_0 = \frac{\Delta W}{\omega_{sc}} = \frac{122 \cdot 10^3}{31} \sim 3935 \text{ fotónov.}$$

Zber fotónov na fotokatódu možno charakterizovať **technickou účinnosťou** η_2 – ako podiel svetelnej energie záblesku, ktorý dopadne na fotokatódu k celkovej absorbovanej energii v scintilátore. Závisí hlavne od priehľadnosti scintilátora, jeho hrúbky, kvality reflektora, optického kontaktu a pod. U väčšiny scintilátorov možno ich tvar možno charakterizovať geometrickým faktorom $0,36 - 0,49$, ktorý udáva priestorový uhol, pod ktorým dopadajú svetelné záblesky na fotokatódu. Spolu s priehľadnosťou scintilátora potom možno charakterizovať technickú účinnosť činiteľom $\eta_2 \sim 0,3$.

Emisia fotoelektrónov závisí od **kvantovej účinnosti fotokatódy** η_3 , ktorá špecifikuje počet elektrónov z fotokatódy, ktoré sa uvoľnia po dopade 1 fotónu s určitou vlnovou dĺžkou. Treba preto optimálne prispôbiť spektrálne charakteristiky scintilátora a fotonásobiča v oblasti $200 - 500\text{nm}$. Najrozšírenejší typ fotokatód, zložených s Sb – Cs má maximálnu hodnotu v okolí vlnovej dĺžky $390 - 420 \text{ nm}$. Pri maximálnej spektrálnej citlivosti fotonásobičov býva $\eta_3 \sim 0,06 - 0,15$, takže pre výpočet príkladu je obážditeľný odhad $\eta_3 = 0,1$.

Zosilnenia fotonásobiča $M = N_a / N_e$ je definované ako pomer počtu elektrónov z anody N_a k počtu elektrónov emitovaných fotokatódou N_e a v závislosti koeficienta sekundárnej emisie býva $\sim 10^6 - 10^8$. Ak si nezvolíme extrémne vysoké napájacie napätie fotonásobiča, tak možno použiť pre odhad zosilnenia $M = 10^6$.

Amplitúda napäťového impulzu závisí od voľby pracovného odporu R_L v anóde. Pre odhad maximálne možnej amplitúdy s $R_L = \infty$ bude na výstupnej kapacite C_d amplitúda napätia :

$$U_{vys} = \frac{Q}{C_d} = \frac{n_0 \eta_2 \eta_3 M e}{C_d} = \frac{3935 \cdot 0,3 \cdot 0,1 \cdot 10^7 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{10^{-10}} \sim 0,19\text{V}.$$

Príklad 8-2

Amplitúda výstupného impulzu trojuholníkového tvaru z fotonásobiča $I_a = 2,5\text{mA}$, trvanie tohto impulzu merané na úrovni základne $\Delta t = 200\text{ns}$ a súčiniteľ sekundárnej emisie poslednej dynódy $\sigma = 5$. Aký veľký kondenzátor treba pripojiť k tejto dynode, aby zmena potenciálu ΔU_D na tejto dynóde bola menšia ako $0,5 \text{ V}$.

Riešenie

Potrebné napätia pre dynódy zabezpečuje delič napätia podľa obr. 8-4 a možno predpokladať, že cez tento delič preteká jednosmerný prúd $I_{DD} \sim 5\text{mA}$, takže na poslednom odpore deliča $R_{DD} = 40\text{k}\Omega$ sa udržiava napätie $U_{DD} \sim 200\text{V}$, ktoré si vyžaduje pre svoju činnosť fotonásobič.

Ak pri násobení elektrónov vo fotonásobiči má amplitúda anódového impulzu $I_a = 2,5\text{mA}$ bude pri koeficiente sekundárnej emisie $\sigma = 5$ amplitúda prúdu dopadajúca na poslednú dynódu $I_d = I_a / \sigma = 0,5\text{mA}$. Počas trvania impulzu $\Delta t = 200\text{ns}$ sa teda z kondenzátora, pripojeného k poslednej dynóde, musí doplniť rozdiel amplitúd prúdov $I_C = I_a - I_d / \sigma = 2,5 - 0,5 = 2\text{mA}$.

Náboj Q_C , ktorý sa odčerpá z kondenzátora C , môže spôsobiť pokles napätia na kondenzátore maximálne o $\Delta U = 0,5\text{V}$. Pri trojuholníkovom tvare impulzu je náboj :

$$Q_C \sim 0,5(I_a - I_d / \sigma) \cdot \Delta t = 0,5 \cdot 2 \cdot 10^{-3} \cdot 200 \cdot 10^{-9} = 2 \cdot 10^{-10} \text{C}.$$

Potrebný kondenzátor: $C \gg Q_C / \Delta U_D = 2 \cdot 10^{-10} / 0,5 = 400 \text{ pF}$, teda napríklad aspoň 10 krát väčší, napr. $C = 4\text{nF}$.

V reálnom experimente treba rátať s výskytom nerovnomerných zhlukov impulzov a preto treba navrhnuť kondenzátor na podstatne dlhšie impulzy.

Odpor deliča $R_{DD} = 40\text{k}\Omega$ musí byť dimenzovaný na výkonové zaťaženie $200\text{V} \cdot 5\text{mA} = 1\text{W}$. Obr. 8-4c ilustruje možnosť náhrady posledných "výkonových" rezistorov deliča Zennerovými stabilizátormi, ktoré fungujú ako pomocné napájacie zdroje stabilného napätia aj pri veľkých amplitúdach impulzov a pri vysokých početnostiach.

Ostatná časť rezistorov deliča môže byť potom dimenzovaná na menší výkon a tak si môže delič zachovať prijateľné rozmery.

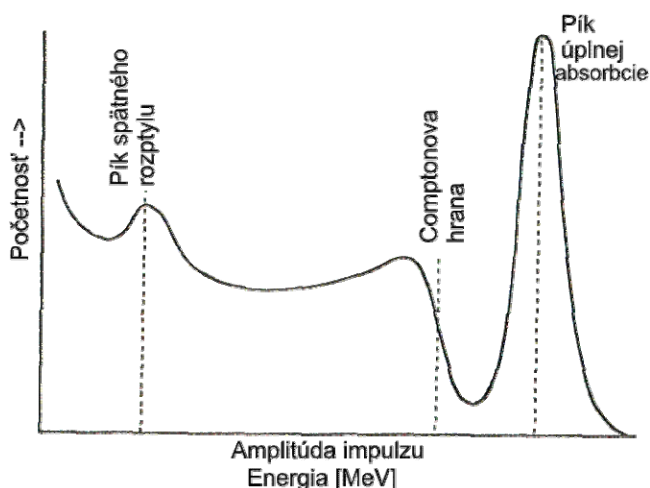
8.3 JEDNOKANÁLOVÝ SCINTILAČNÝ SPEKTROMETER GAMA

Jadro, ktoré sa nachádza v rozličných stavoch, má rozdielnú energiu. Stav s najnižšou energiou sa nazýva základný stav. Všetky ostatné stavy sú vzбудené. Spektrum vzбудených stavov je diskkrétne., t.j. jadro môže byť len na istých energetických úrovniach.

Všetky vzbudené stavy sú nestabilné. Prechod jadra zo vzbudeného stavu do stavu s nižšou energiou je možný dvoma spôsobmi: emisiou gama kvanta, alebo odovzdaním energie vzbudenia jednému z elektrónov v obale, ktorý opustí atóm. Prvý proces sa nazýva **gama prechod**, druhý **vnútorná konverzia**.

Energia gama kvanta, emitovaného pri gama prechode, je daná rozdielom energetických hladín, medzi ktorými nastal prechod. Pre spektrometriu je dôležité, aby závislosť medzi amplitúdami impulzov a energiou detekovaných kvánt bola lineárna. Táto požiadavka sa obvykle spĺňa v širokom intervale energií pre rôzne scintilátory. Ďalším kritériom pri výbere scintilátora pre spektrometriu je jeho absorpčná schopnosť pre gama žiarenie a účinnosť premeny energie kvánt, absorbovaných v scintilátore, na energiu svetelných fotónov.

Treba poznamenať, že prístrojové spektrum (amplitúdové rozdelenie impulzov) je vlastne spektrum sekundárnych elektrónov, produkovaných pri interakcii gama žiarenia s látkou scintilátora. Pri tejto interakcii si konkurujú tri procesy (fotoefekt, Comptonov rozptyl, tvorba párov). To sa prejavuje v pomerne zložitom tvare spektra aj u monoenergetického gama žiarenia, ktoré odpovedá jadru s jediným vzbudeným stavom. Na obr. 8-6 je typický tvar prístrojového spektra vyvolaného interakciou gama žiarenia s detektorom NaI(Tl).



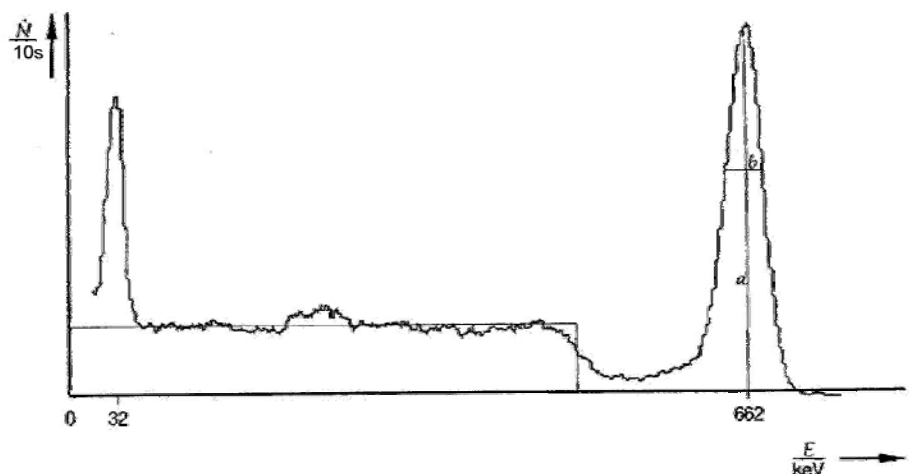
Obr. 8-6.
Typické spektrum amplitúd impulzov vyvolané interakciou gama žiarenia s detektorom NaI(Tl), ilustrujúce:

- fotoefekt (pík úplnej absorpcie),
- Comptonov rozptyl:
- pík spätného rozptylu;
- Comptonovskú hranu.

Pík na konci amplitúdového rozdelenia na obr. 8-6. zodpovedá úplnej absorpcii energie gama kvánt v scintilátore a nazýva sa pík úplnej absorpcie (**fotopík**). Prispieva k nemu fotoefekt a mnohonásobný rozptyl. Pík má tvar Gaussovho rozdelenia.

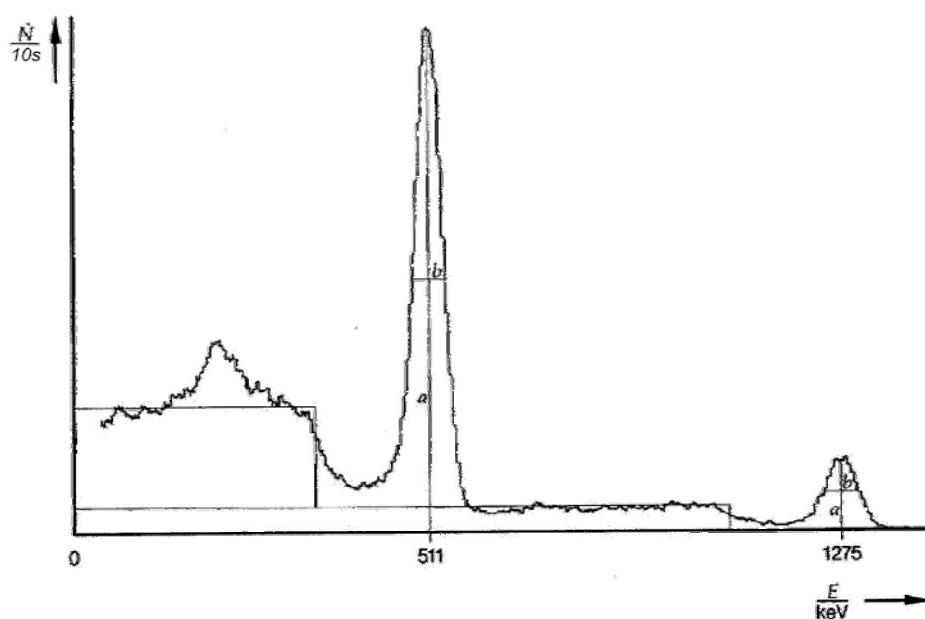
Comptonovsky rozptýlené kvantá (obr. 8-9) prispievajú do spojitých častí spektra. V scintilátore sa absorbuje v tomto prípade len energia odrazených elektrónov (majú energiu od 0 po $E_{\max}$ – zo vzťahu (8.2)) a sekundárne gama kvantum z kryštálu uniká. Toto spojité rozdelenie je charakteristické málo výrazným maximom v oblasti hraničnej energie (**Comptonova hrana**).

V oblasti nižších energií sa v spektre na spojitom rozdelení objavuje široký nesymetrický pík, spôsobený spätným rozptylom žiarenia z okienka fotonásobiča a púzdra kryštálu. Nazýva sa preto **pík spätného rozptylu** (jeho energiu možno určiť na základe vzťahu 8.1).



Obr. 8-7a . Ilustračné spektrum žiariča ^{137}Cs :

- a - poloha fotopíku ($a=0,662\text{MeV}$)
- b - energetické rozlíšenie (relatívne energetické rozlíšenie pri energii $a=0,662\text{MeV}$ je $R_E = b/a$).



Obr. 8-7b. Ilustračné spektrum žiariča ^{22}Na .

- a-poloha píku (511keV a 1275keV),
- b-energetické rozlíšenie.

Ak je energia kvánt väčšia ako $2m_0c^2 = 1,022\text{ MeV}$, uplatňuje sa aj **tvorba párov**, pri ktorej vznikajú ako dôsledok anihilácie pozitrónu dve kvantá s energiou

0,511 MeV. Únik jedného alebo obidvoch týchto kvánt zapríčiňuje vznik ďalších pík (jednoduchého a dvojitého úniku).

Zdrojom parazitného žiarenia je žiarenie, vznikajúce pri interakcii gama kvánt v okolitom materiáli (rtg. žiarenie, anihilačné kvantá). Na obr. 8-7. sú uvedené príklady spektier od monoenergetického žiariča - ^{137}Cs a dvojenergetického žiariča - ^{22}Na , na ilustráciu rozpadovej schémy gama niektorých často používaných žiaričov z tabuľky 1.

Tabuľka 1.

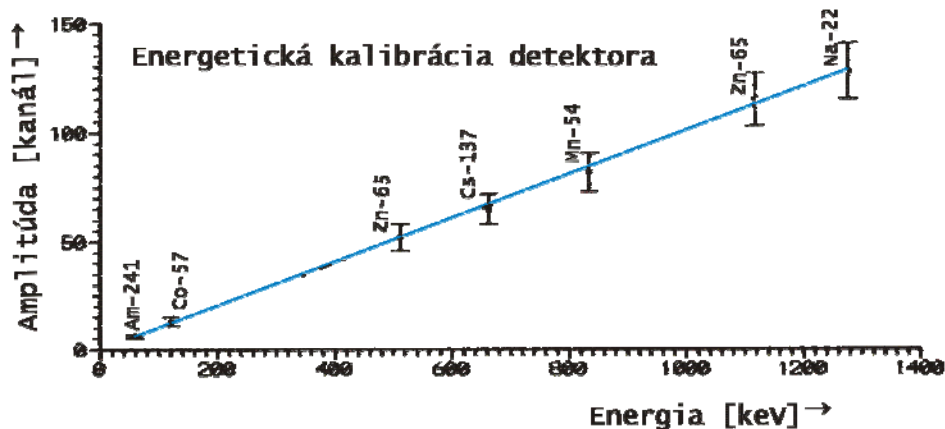
Energie gama prechodov niektorých často používaných žiaričov

Nuklid	Energia, MeV	Počet kvánt na rozpad
^{141}Ce	0,142	0,43
^{203}Hg	0,279	0,82
^{51}Cr	0,325	0,09
^{22}Na	1,275	1,00
	0,511	1,80
^{137}Cs	0,662	0,83
^{54}Mn	0,835	1,00
^{60}Co	1,173	1,00
	1,332	1,00

8.3.1.1 Identifikácia rádionuklidov

Z amplitúdového rozdelenia možno priamo určiť amplitúdu (číslo kanálu), odpovedajúcu polohe píku úplnej absorpcie (fotopíku). Napr. z obr. 8-7a polohe fotopíku zodpovedá amplitúda a , určená s presnosťou zodpovedajúcou šírke fotopíku b , resp. s relatívnou presnosťou, závisiacou od relatívneho energetického rozlíšenia detektora $R_E = b/a$. Táto poloha stredu fotopíku v škále amplitúd alebo kanálov je mierou energie absorbovaných kvánt. Prechod od polohy píku, určenej číslom kanálu, ktorému odpovedá jeho maximum, k polohe píku v škále energií, vyžaduje poznať vzťah medzi energiou kvánt a polohou píku (amplitúdou impulzov). Tento vzťah udáva **kalibračná krivka**. K jej zostrojeniu treba poznať aspoň dva body, ktorými táto priamka prechádza. Nájdeme ich meraním amplitúdového rozdelenia žiaričov, ktoré emitujú kvantá známej energie. Výhodou je, ak žiarič, ktorý pre tieto ciele používame, emituje len kvantá jednej energie (monoenergetické žiarenie). Obr. 8-8 ilustruje kalibračnú priamku, zostrojenú na základe priradenia energie k 6 amplitúdam pík monoenergetických žiaričov. Postup, v ktorom sa na základe zostrojenej kalibračnej priamky identifikuje energia rádionuklidu, ktorý je jeho zdrojom sa nazýva **energetická kalibrácia**.

Väčšina rádionuklidov emituje pri svojom rozpade kvantá viacerých energií. V spektre je potom niekoľko pík. Určíme ich polohy a pomocou kalibračnej priamky vypočítame energie kvánt. Pomocou tabuliek gama prechodov identifikujeme **nuklid**. Všeobecne je k tomu treba mať niektoré ďalšie informácie. Napríklad okruh žiaričov prichádzajúcich do úvahy, prirodzene rádioaktívne nuklidy, nuklidy vznikajúce pri štiepení uránu, žiarič zo skupiny dodávaných etalónov a pod. Doplňujúcou informáciou je tiež znalosť polčasu rozpadu. Tieto informácie obvykle sú k dispozícii a vyplývajú zo znalosti pôvodu meranej vzorky.



Obr. 8-8.

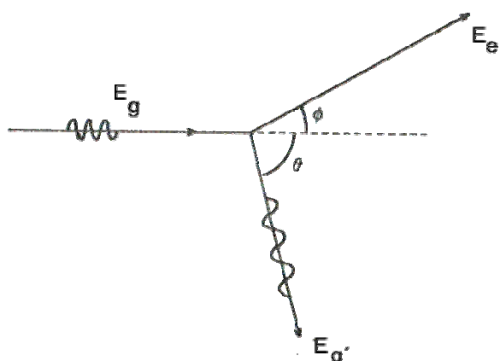
Príklad nameranej energetickej kalibrácie detektora so scintilátorom NaI(Tl), na základe priradenia energie z tab. 1 k nameranej amplitúde pre 6 žiaričov z Praktika 4 na FMFI UK.

8.3.1.2 Príklad analýzy spektra ^{137}Cs

Amplitúdové spektrum gama žiarenia získavame ako spektrum elektrónov, vyprodukovaných v interakciách gama kvánt s atómami scintilátora. Ak kvantum s energiou E_g interaguje fotoefektom, získava fotoelektrón energiu :

$$E_f = E_g - E_{VK}$$

Kde E_{VK} je väzbová energia elektrónu na K vrstve v atóme. Atóm, v ktorom chýba elektrón na K vrstve, nie je stabilný. Voľné miesto zaplní elektrón z vyšších vrstiev, pričom sa vyžiari energia rovná E_{VK} vo forme rgt. kvanta. Ak sa toto kvantum absorbuje v kryštále, **celá energia E_g sa odovzdá v scintilátore** a vznikajúci impulz sa zaregistruje **v píku úplnej absorpcie**.



Obr. 8-9. Comptonov rozptyl gama kvantu.

Pri Comptonovom efekte sa energia kvanta E_g rozdelí medzi odrazený elektrón a rozptýlené kvantum, podobne ako na obr. 8-9. Energia sekundárneho kvanta sa dá vypočítať, ak vychádzame z predstavy pružnej zrážky kvanta s voľným elektrónom. Pre energiu kvanta E_g' rozptýleného o uhol θ dostaneme

$$E_{g'} = \frac{E_g}{1 + E_g / m_0 c^2 (1 - \cos \theta)}$$

Ak je $\theta = 180^\circ$, t.j. kvantum je rozptýlené naspäť, bude jeho energia

$$E_{g'sp} = \frac{E_g}{1 + 2E_g / m_0 c^2} \quad (8.1)$$

Pri uhle $\theta < 180^\circ$ bude energia rozptýleného kvanta väčšia a energia odrazených elektrónov menšia.

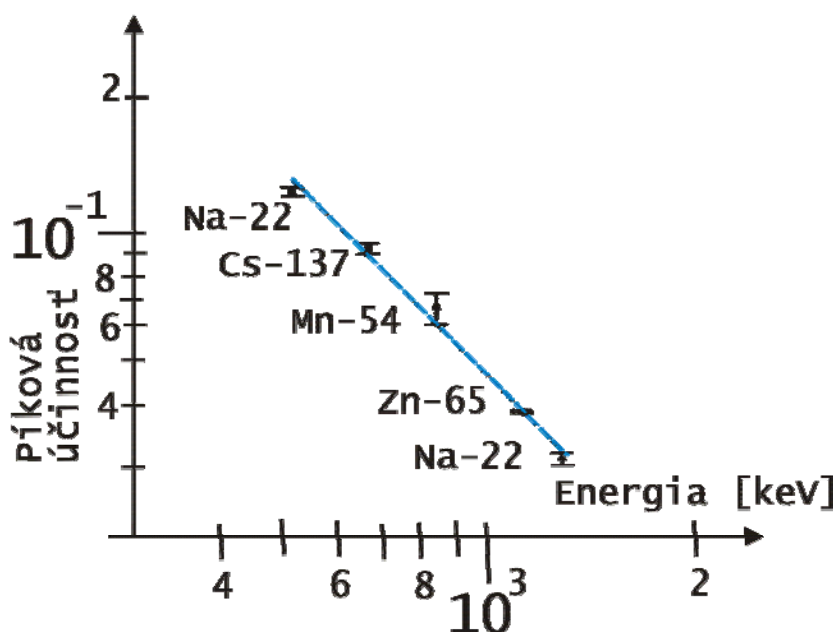
Maximálna hodnota energie elektrónov $E_{\max}$ odpovedá preto spätnému rozptylu kvanta. Pretože vždy platí, že energia odrazeného elektrónu je

$$E_e = E_g - E_{g'}$$

Môžeme určiť energiu prislúchajúcu comptonovej hrane ako

$$E_{\max} = E_g - E_{g'sp} \quad (8.2)$$

pričom energia $E_{g'sp}$ je daná vzťahom (8.1).



Obr. 8-10.

Príklad nameranej kalibrácie účinnosti ε_f detektora NaI(Tl) z Praktika 4 na FMFI UK.

Pri meraní boli referenčné žiariče ako aj neznámy žiarič vzdialené ~10 cm od čela scintilátora.

8.3.1.3 Určenie aktivity gama žiaričov

Plocha píku úplnej absorpcie je úmerná počtu kvánt emitovaných žiaričov. Sú dva spôsoby ako určiť aktivitu rádionuklidu pomocou jeho gama žiarenia.

- Prvý - **relatívna metóda stanovenia aktivity** - spočíva v porovnaní počtu impulzov zaregistrovaných v píku pri meraní žiariča, ktorého aktivitu určujeme a etalónu, ktorého aktivitu poznáme. Početnosti impulzov aj tu korigujeme na pozadie. Prakticky to znamená, že od početnosti impulzov pod píkom (súčet počtu impulzov v kanáloch, ktoré sú v hraniciach píku) odpočítame počet impulzov zaregistrovaných v hraniciach píku bez žiariča. Etalón musí spĺňať podmienky rovnakej geometrie merania a rovnakej energie kvánt so žiaričom, ktorého aktivitu určujeme.
- Druhá metóda využíva znalosť účinnosti detekcie kvánt v píku úplnej absorpcie (píková účinnosť) ε_f , určenej pomocou etalónov emitujúcich kvantá iných energií. **Nevyžaduje teda etalón meraného nuklidu** a v tomto zmysle je „**absolutnou**“ metódou.

Píková účinnosť je funkciou energie a geometrie žiarič – detektor. Zostrojenie tejto závislosti vyžaduje preto niekoľko etalónov s rôznymi energiami emitovaných kvánt. Na obr. 8-10 je príklad nameranej závislosti účinnosti ε_f detektora NaI(Tl) od energie, z Praktika 4 na FMFI UK, pre vzdialenosť žiarič - čelo scintilátora ~ 10 cm.

Touto metódou sa aktivita žiariča A určí podľa vzťahu

$$A = \frac{S}{\varepsilon_f G n_g t} \quad (4)$$

Kde:

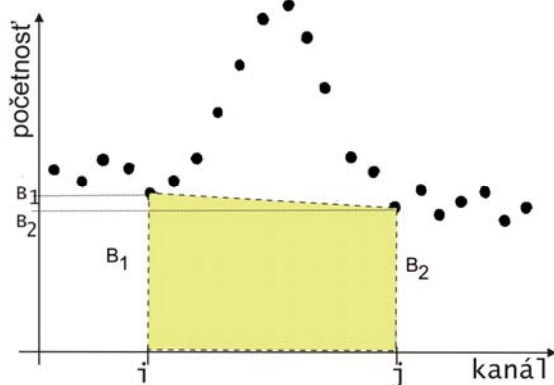
S -	počet impulzov pod píkom
ε_f -	píková účinnosť
G -	geometrický faktor.
n_g -	počet kvánt pripadajúcich na jeden rozpad
t -	doba jednotlivých meraní v kanáloch

Ak je bodový žiarič na osi válcového scintilátora vo vzdialenosti h , je geometrický faktor

$$G = (\text{plocha čela scintilátora})/4\pi h^2.$$

Počet impulzov v píku (plocha píku) S je korigovaný na pozadie.

Pík, ktorého plochu určujeme, môže byť superponovaný na spojitom spáde iného rozdelenia. V tomto prípade pozadie nemôžeme jednoducho namerať ako počet impulzov bez vzorky, ale musíme poznať charakter spojitého rozdelenia pod píkom a toto rozdelenie dopočítat. Exaktne riešiť túto úlohu je ťažko. Predpokladáme preto, **že pozadie pod píkom sa dá aproximovať priamkou** (obr. 8-11).



Obr. 8-11. Plocha pod píkom

$$S = P - \frac{(B_1 + B_2)}{2} n,$$

ktorá vznikne po odpočítaní lichobežníka reprezentujúceho pozadie (o stranách B_1 , B_2 a výške $n = (j-i+1)$ - počet kanálov medzi B_1 a

B_2) od celkovej plochy $P = \sum_{k=1}^j N_k$,

reprezentuje počet zaregistrovaných udalostí, ktoré chceme vyhodnotiť.

Plocha píku, ktorého hranice sú i, j a im odpovedajúce početnosti sú B_i a B_j sa určí podľa vzťahu

$$S = \sum_{k=1}^j N_k - \frac{B_j + B_i}{2} (j - i + 1) \quad (5)$$

Pozadie (druhý člen na pravej strane) sa nahrádza plochou lichobežníka. Táto metóda výpočtu pozadia pod píkom sa volá **lichobežníková metóda**.

Pri výpočte neistoty $\sigma(S)$ na obrázku 8-11 je nedostatočné použiť vzťah pre chybu rozdielu ($S - P$). Treba uvažovať, že plocha bola odmeraná nepriamo pomocou počtov udalostí v jednotlivých kanáloch $N_1, N_2, \dots, N_n$, takže pre takto odmeranú plochu $S = f(N_1, N_2, \dots, N_n)$ je:

$$\begin{aligned} \sigma(S) &= \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial N_1}\right)^2 \sigma(N_1)^2 + \dots + \left(\frac{\partial f}{\partial N_n}\right)^2 \sigma(N_n)^2} = \\ &= \sqrt{(P_1 + P_2 + \dots + P_n) + \left(\frac{n}{2}\right)^2 (\sqrt{B_1})^2 + \left(\frac{n}{2}\right)^2 (\sqrt{B_2})^2} = \\ &= \sqrt{P + \left(\frac{n}{2}\right)^2 (B_1 + B_2)} \end{aligned}$$

kde.

$P_1, P_2 \dots P_n$ sú údaje v kanáloch po odpočítaní pozadia, pričom $\sum P_i = P$

8.4 MERANIE AKTIVITY ALFA SCINTILAČNÝM DETEKTOROM

Registrácia nabitých častíc pomocou počítania svetelných zábleskov, ktoré vznikajú pri dopade týchto častíc na tienidlo pokryté vrstvou sírnika zinočnatého ZnS, bola jednou z prvých metód detekcie jadrového žiarenia.

Ešte začiatkom nášho storočia sa zistilo, že ak sa napr. lupou pozoruje v tmavej miestnosti tienidlo s vrstvou ZnS, na ktorú dopadajú častice alfa, možno na ňom vidieť krátkodobé svetelné záblesky - scintilácie. Ďalej sa zistilo, že každá z týchto scintilácií je vyvolaná jednou časticou alfa, ktorá dopadne na tienidlo. Prístroj, ktorý sa používal na pozorovanie týchto zábleskov - scintilácií, nazýval sa spintariskop.

Vizuálny spôsob pozorovania scintilácií sa postupne používal predovšetkým na detekovanie a registráciu častíc alfa a protónov s energiou niekoľko MeV.

Jednotlivé rýchle elektróny sa nepodarilo zaregistrovať, pretože vyvolávali veľmi slabé scintilácie. Niekedy sa podarilo pri ožiarení elektrónmi tienidla so ZnS pozorovať záblesky, ale bolo to iba vtedy, ak na jeden a ten istý kryštálik ZnS dopadal súčasne dostatočne veľký počet elektrónov.

Kvantá gama nijaké jednotlivé záblesky nevyvolávali. Vznikalo iba rovnomerné slabé svietenie tienidla, ak hustota toku kvánt gama bola veľmi veľká. To umožňovalo registrovať častice alfa v prítomnosti intenzívneho žiarenia gama.

Vizuálny spôsob pozorovania scintilácií umožňuje registrovať za jednotku času iba nevelký počet častíc. Najlepšie podmienky pre počítanie scintilácií sú vtedy, ak ich počet je 20 až 40 za min. Táto metóda je okrem toho subjektívna, pretože výsledky, v tej alebo inej miere, závisia od individuálnych vlastností a schopností experimentátora. No aj napriek týmto nedostatkom **vizuálny spôsob pozorovania scintilácií zohral veľkú úlohu v rozvoji jadrovej fyziky.**

Scintilačný spôsob registrácie žiarenia sa široko začal používať najmä po roku 1947, keď už boli k dispozícii pomerne kvalitné fotonásobiče, pomocou ktorých bolo možné registrovať aj veľmi slabé svetelné záblesky, vznikajúce v scintilačnej látke pod vplyvom žiarenia. Boli vyhotovené scintilačné detektory, ktoré umožňovali jednak zväčšiť rýchlosť počítania zábleskov a jednak registrovať a analyzovať podľa energie nielen nabité častice, ale aj žiarenie gama a po určitej úprave aj neutróny.

Na registráciu častíc alfa je nevhodný scintilátor NaI(Tl), lebo v týchto kryštáloch svetelný výťažok η , definovaný (n - stredný počet fotónov, $h\nu$ - stredná energia fotónov) ako:

$$\eta = \frac{n \cdot h\nu}{E_a}.$$

Výťažok η nie je lineárnou funkciou energie častíc alfa E_a a jeho hodnota je menšia pre častice alfa ako pre elektróny rovnakej energie. Na scintilačnú detekciu častíc alfa sa používajú buď plynové scintilátory alebo scintilátor ZnS(Ag) (ZnS aktivovaný striebrom). Scintilátor ZnS(Ag) sa nanáša ako prášok na povrch skla v tenkej vrstve. Hrúbka vrstvy je ohraničená tým, že sírnik zinočnatý je nepriehľadný pre svetlo, ktoré sa vyžaruje pri fluorescencii. Pre častice alfa s energiou 5 MeV je optimálna hrúbka vrstvy scintilátora 5 - 9 mg/cm².

8.4.1 Princíp relatívnej metódy merania aktivity žiariča alfa

Na zistenie aktivity neznámeho žiariča alfa relatívnou metódou sa používa štandard, ktorého aktivitu poznáme, obyčajne ten istý rádionuklid alebo rádionuklid s rovnakou energiou častíc alfa v rovnakom geometrickom usporiadaní.

Ak skutočná aktivita štandardu je A_{et} a nameraná početnosť (pod píkom diferenciálneho spektra alebo získaná ako suma impulzov prevyšujúcich určitú diskriminačnú hladinu integrálneho spektra – t.j. pravých impulzov od častíc alfa bez šumových impulzov) je n_{et} , potom účinnosť detekcie ε pri vybranej diskriminačnej hladine, je daná výrazom $\varepsilon = n_{et}/A_{et}$.

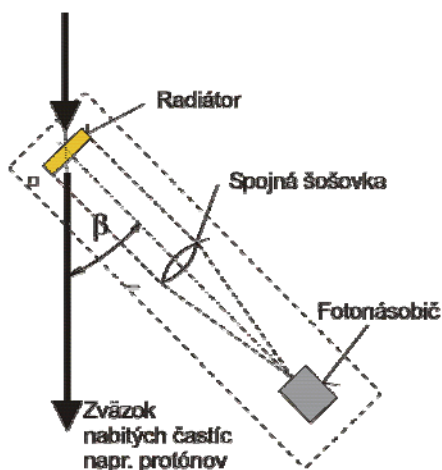
Ak teda početnosť impulzov od preparátu s neznámou aktivitou bude n (t.j. za dobu registrácie 1 s), jeho aktivitu A možno určiť zo vzťahu:

$$A = \frac{n}{\varepsilon} = A_{et} \frac{n}{n_{et}} \quad [\text{Bq}].$$

Na výpočet aktivity A treba poznať aktivitu štandardu A_{et} a dátum, na ktorý sa táto aktivita vzťahuje. Podľa udaného dátumu treba uvážiť, či nie je potrebné, vzhľadom na polčas rozpadu, korigovať túto aktivitu na aktivitu ku dňu merania.

8.5 DETEKTOR ŽIARENIA VAVILOVA - ČERENKOVA

Pri registrácii častíc, ktorých rýchlosť v je blízka rýchlosti c svetla, možno využiť **žiarenie Vavilova - Čerenkova**, ktoré vzniká, ak je rýchlosť častíc $v > c/n$ väčšia ako fázová rýchlosť svetla v v určitom prostredí s indexom lomu n . Takýto detektor (obr. 8-12) pozostáva z radiátora, zaplneného plynom, kvapalinou alebo vyhotoveného z priesačnej tuhej látky, napr. kremenného skla, optického systému na zber svetelného žiarenia, a fotonásobiča, v ktorom sa konvertujú svetelné záblesky na prúd.



Obr. 8-12

Princíp činnosti detektora žiarenia Vavilova – Čerenkova.

Prednosťou tohoto detektora je, že svetelné impulzy žiarenia Vavilova - Čerenkova majú **veľmi krátke trvanie**, rádovo $10^{-12} \sim 10^{-13}$ s. Takéto krátke impulzy sa nedajú súčasnými fotonásobičmi zosilniť bez skreslenia jeho tvaru, takže **tvar impulzov z výstupu Čerenkovovho detektora určuje použitý typ fotonásobiča**. Trvanie výstupného impulzu je dlhšie ako prvotný svetelný záblesk a nie je kratšie ako 1~10 ns.

Ďalšou prednosťou žiarenia Vavilova-Čerenkova je výrazná **smerová závislosť žiarenia** a tiež závislosť medzi uhlom β výletu fotónov a rýchlosťou nabitých častice, vyjadrená vzťahom

$$\cos \beta = \frac{c}{nv}.$$

Takýto detektor možno použiť na identifikáciu alebo výber nabitých častíc podľa ich prieletovej rýchlosti, napr. na urýchľovačoch nabitých častíc.

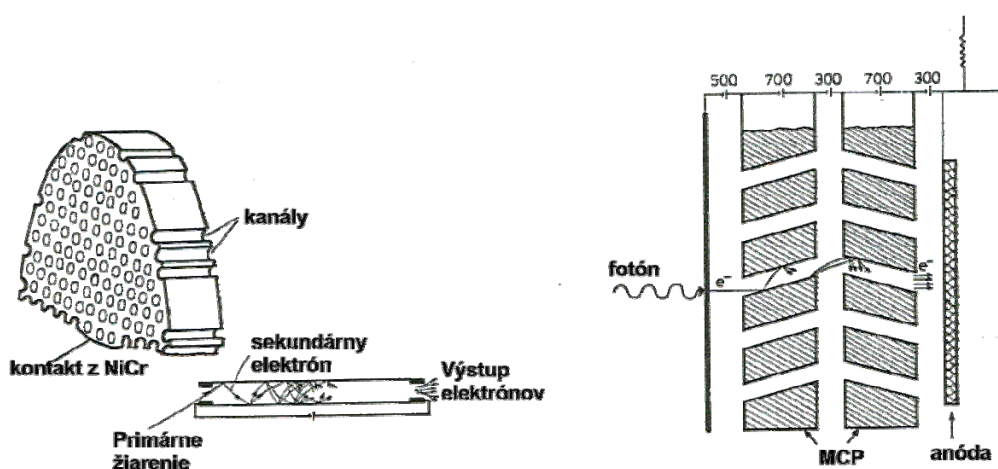
Určitou nevýhodou, znižujúcou efektívnosť registrácie tohto detektora je, že **len časť žiarenia Vavilova - Čerenkova má spektrum vo viditeľnej oblasti**, takže aj pomocou fotonásobiča so vstupným oknom z kremenného skla, nie je možné zaregistrovať časť spektra, ležiace v ultrafialovej oblasti.

Celú oblasť spektra možno zaregistrovať napr. pomocou špeciálneho fotonásobiča, vo vnútri ktorého je už umiestnený radiátor.

Náhradný obvod Čerenkovovho detektora tvorí zdroj prúdu, rovnako ako aj pre scintilačný detektor, nakoľko, fotonásobič používaný v oboch detektoroch, je typickým príkladom zdroja prúdu.

8.5.1 Mikrokanálový násobič a mikrokanálová platnička

Na zosilnenie svetelných zábleskov môže byť použitý aj **kanálový násobič elektrónov**, princíp usporiadania ktorého je zobrazený; na obr. 8-13. Je to v podstate rúrka z izolantu na vnútornej strane pokrytá vrstvou materiálu z dostatočne veľkým súčiniteľom sekundárnej emisie. Po vytvorení potenciálového rozdielu medzi oboma koncami rúrky sa jej **povrch stáva súvislou dynódou**, nahradzujúcou oddelené dynódy konvenčných fotonásobičov. Pomer dĺžky rúrky k jej vnútornému priemeru je asi 100/1. Ak je pomer dĺžky rúrky k priemeru zachovaný, vykazujú násobiče približne rovnaké parametre, bez ohľadu na ich celkové rozmery. Vzhľadom k tomu, že kladné ióny, vytvorené zrážkami elektrónov s atómami zbytkového plynu môžu vyvolať iónovú spätnú väzbu, zakrivujú sa rúrky väčších násobičov do tvaru U, poprípade sa delia na vzájomne natočené kaskády, usporiadané do tzv. šípového tvaru (obr. 8-13b).



Obr. 8-13.

a) Princíp kanálového násobiča elektrónov;

b) Šípový tvar kaskádneho systému 2 mikrokanálnych platničiek (MKP).

Kanálové násobiče možno použiť na detekciu ľubovoľného žiarenia. Podmienkou je uvoľniť aspoň 1 elektron z fotokatody. Odpor medzi oboma koncami rúrky násobiča býva okolo 10^9 - $10^{11}\Omega$ a na vytvorenie potrebného elektrického poľa sa používa napájacie napätie od 1 do 4 kV. V jednom kanálovom násobiči možno dosiahnuť zosilnenie 10^7 , pričom trvanie zosilňovacieho procesu je kratšie ako 1ns a časový rozptyl okolo 0,1ns.

Kanálové násobiče sú základným prvkom tzv. **mikrokanálových detektorov** (platničiek). V mikrokanálovej platničke majú otvory jednotlivých násobičov priemer 10-20 μm . Na plošný obsah niekoľko cm^2 je umiestnené do 10^6 kanálov. Urýchľujúce napätie sa pripojuje paralelne ku všetkým kanálom. Na obr. 8-13b je znázornený 2 kaskádny systém usporiadania mikrokanálových platničiek. Vzdialenosť medzi vzájomne natočenými kaskádami je v tomto detektore $\sim 50\mu\text{m}$.

KONTROLNÉ OTÁZKY

1. Ako funguje scintilačný detektor a z akých základných častí pozostáva ?

2. Objasnite úlohu luminiscenčných centier pri vzniku svetelných zábleskov a úlohu aktivátora v scintilátore?

3. Pre registráciu ionizujúceho žiarenia scintilátorom sa využívajú svetelné záblesky fosforescenčného žiarenia alebo svetelné záblesky fluorescencie?
4. Objasnite procesy prebiehajúce v scintilačnom detektore od okamihu absorpcie energie častice alebo kvanta gama v scintilačnej látke po okamih vzniku impulzu na anóde fotonásobiča.
5. Objasnite proces násobenia elektrónov vo fotonásobiči.
6. Ako sa zabezpečuje stabilita zosilnenia fotonásobiča pri dlhších impulzoch anódového prúdu?
7. Charakterizujte účinnosť konverzie radioaktívneho žiarenia na prúd elektrónov.
8. Ako funguje Čerenkovov detektor a z akých základných častí pozostáva ?
9. Ako funguje kanálový násobič elektrónov a mikrokanálový detektor?

SÚHRN

Scintilačný detektor sa skladá zo scintilátora a fotonásobiča. Ionizujúce žiarenie vyvoláva v scintilátore záblesky a fotonásobič transformuje svetelné impulzy na elektrický signál. Scintilačný detektor má dobré spektrometrické vlastnosti. Výhodou je, že môže mať značné rozmery a takmer ľubovoľný tvar. Citlivosť scintilačného detektora je limitovaná energiou potrebnou na vytvorenie jedného fotoelektrónu z katódy fotonásobiča. Táto **citlivosť je podstatne nižšia ako citlivosť plynových a polovodičových detektorov**. Scintilačné detektory majú **rýchlu odozvu**, takže sa používajú pre registráciu veľkej hustoty toku častíc alebo pri získavaní informácie o časových koreláciách medzi udalosťami, spojenými s registrovaním nabitých častíc alebo kvantov gama.

Pri registrácii častíc, ktorých rýchlosť v je blízka rýchlosti c svetla možno využiť žiarenie Vavilova - Čerenkova, ktoré vzniká, ak je rýchlosť častíc $v > c/n$ väčšia ako fázová rýchlosť svetla v určitom prostredí s indexom lomu n . Takýto detektor pozostáva z priehľadného scintilátora, optického systému na zber svetelného žiarenia, a fotonásobiča, v ktorom sa konvertujú svetelné záblesky na prúd. Na zosilnenie svetelných zábleskov môže byť použitý aj kanálový násobič elektrónov. V jednom kanálovom násobiči možno dosiahnuť menšie zosilnenie ako u fotonásobiča. Trvanie zosilňovacieho procesu a jeho časový rozptyl je krátky ako u fotonásobiča. Kanálové násobiče sú základným prvkom tzv. mikrokanálových detektorov (platničiek).