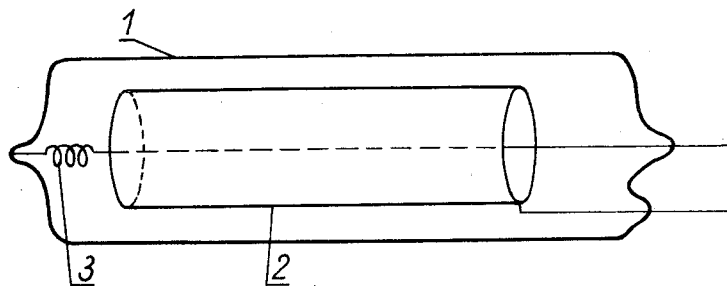


R O Z D Z I A Ł 5. METODY DETEKCJI PROMIENIOWANIA JĄDROWEGO

5.1. Liczniki Geigera-Müllera

Liczniki Geigera-Müllera należą do grupy liczników gazowych. Stosowane są do detekcji zarówno cząstek jonizujących jak i promieniowania gamma lub rentgenowskiego.

Zasadniczymi częściami tego licznika są: cylindryczna katoda i przeciągnięta wzdłuż jej osi metalowa nić, stanowiąca anodę. Elektrody te są umieszczone w hermetycznie zamkniętym naczyniu, wypełnionym gazem (np. argonem, wodorem, powietrzem itp.) pod ciśnieniem ok. $133 \div 266$ hPa (hektopaskali). W niektórych przypadkach katodą może być cylindryczna metalowa ścianka naczynia. Omówiony kształt elektrod pozwala uzyskać między nimi silnie niejednorodne pole elektryczne z największym natężeniem przy anodzie. Na rys. 5.1.1 pokazany jest przekrój szklanego licznika, stosowanego do detekcji promieniowania gamma. Inną odmianą tego licznika jest licznik kielichowy (okienkowy), przystosowany do detekcji cząstek beta (rys. 5.1.2); ma on cienkie okienko mikowe (o grubości kilku miligramów na cm^2), które przepuszcza cząstki beta o niskiej nawet energii.

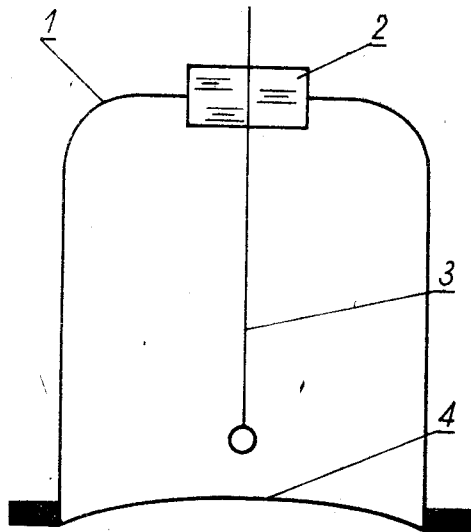


Rys. 5.1.1. Licznik Geigera-Müllera do detekcji promieniowania gamma

1 - szklane naczynie, 2 - cylindryczna katoda, 3 - metalowa nić
- anoda

Schemat połączenia licznika pokazany jest na rys. 5.1.3.

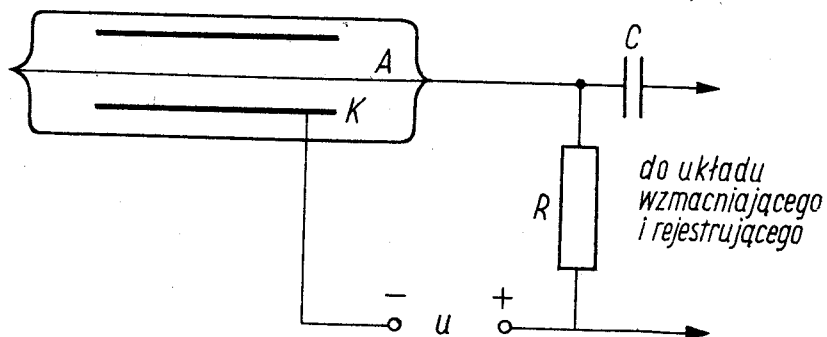
Mechanizm działania omawianego licznika jest bardzo złożony. W pewnym uproszczeniu można go przedstawić następująco. Promieniowanie jądrowe powoduje jonizację gazu między elektrodami licznika. Elektrony powstające



Rys. 5.1.2. Kielichowy (okienkowy) licznik Geigera-Müllera do detekcji promieniowania beta
1 - katoda, 2 - izolator, 3 - anoda, 4 - cienkie okienko mikiowe

w wyniku jonizacji są przyspieszane w silnym polu elektrycznym i uzyskują dostateczną energię, aby wywołać dalsze akty jonizacji i wzbudzenia cząstek gazu. W wyniku lawinowo rozwijającego się procesu jonizacji do anody podąża coraz większa liczba elektronów. W procesie rozwoju wyładowania istotną rolę odgrywają fotony promieniowania ultrafioletowego wzbudzonych cząsteczek gazu. Wskutek bowiem zjawiska fotoelektrycznego, szczególnie zachodzącego na katodzie, pojawiają się następne elektrony, zapoczątkowujące kolejne lawiny elektronowe podążające ku anodzie.

W opisanym procesie narasta również liczba jonów dodatnich, poruszają się o wiele wolniej i tworzą w gazie ładunek przestrzenny. Obecność ładunku przestrzennego zmniejsza natężenie pola elektrycznego w obsza-



Rys. 5.1.3. Schemat połączeń licznika Geigera-Müllera

rze między anodą i chmurą jonów przesuwaną się w kierunku katody. W wyniku tego wyładowanie zanika. Jednakże jony dodatnie po osiągnięciu katody wybijają z niej elektrony i jeżeli tylko dodatni ładunek z katody zostanie dostatecznie szybko odprowadzony, lawiny elektronowe zaczną rozwijać się od nowa. W ten sposób wyładowanie w liczniku jest stale podtrzymywane i licznik nie może rejestrować następnych cząstek promieniowania jądowego.

Istnieje jednakże parę sposobów powstrzymania wyładowania ciągłego w liczniku. Jednym z nich jest włączenie w obwód licznika dostatecznie dużego oporu R , rzędu 10^9 omów. Tak duży opór nie pozwala na szybkie odprowadzenie ładunku ujemnego z anody, co obniża jej potencjał aż do chwili, gdy jony dodatnie zostaną zebrane na katodzie. To obniżenie potencjału a zarazem zmniejszenia napięcia między katodą i anodą wystarcza, aby elektrony wybite przez jony nie wywołały nowych lawin. Prowadzi to do wygaśnięcia wyładowania. Po czasie rzędu setnej części sekundy ładunek z anody zostaje odprowadzony, a licznik jest zdolny do zarejestrowania następnej cząstki.

Inny sposób gaszenia wyładowań polega na wypełnianiu licznika wymienionymi poprzednio gazami z domieszką gazów lub par o cząsteczkach wieloatomowych (metan, etan, pary alkoholu). Przy odpowiedniej proporcji domieszki wyładowania po krótkim czasie wygasają same. Gaszenie następuje dzięki silnemu pochłanianiu promieniowania ultrafioletowego przez cząsteczki wieloatomowe oraz dzięki temu, że jony cząsteczek wieloatomowych nie wybijają z katody elektronów. Jeżeli rodzaj domieszki jest tak dobrany, ażeby energia jonizacji jej cząsteczek była mniejsza niż cząsteczek (atomów) gazu podstawowego, to przy zderzeniach jonów gazu podstawowego z cząsteczkami wieloatomowymi następuje jonizacja cząsteczek wieloatomowych. W rezultacie tego do katody będą docierały tylko jony domieszek nie wybijające elektronów.

Licznik z domieszką gazu o cząsteczkach wieloatomowych nosi nazwę samogaszącego.

Impulsowi prądu wyładowania w liczniku odpowiada impuls napięcia na oporze, który włączony jest w obwód licznika, niezależnie od jego rodzaju. Impuls napięcia przekazywany jest do elektronowego urządzenia zliczającego, zwanego przelicznikiem.

W przypadku licznika Geigera-Müllera amplituda impulsów napięcia nie zależy od energii straconej przez cząstkę w liczniku, tj.

od liczby par jonów wytworzonych przez nią. Dlatego też licznik ten nie może służyć do wyznaczania energii cząstek; stosuje się go wyłącznie do rejestracji liczby cząstek.

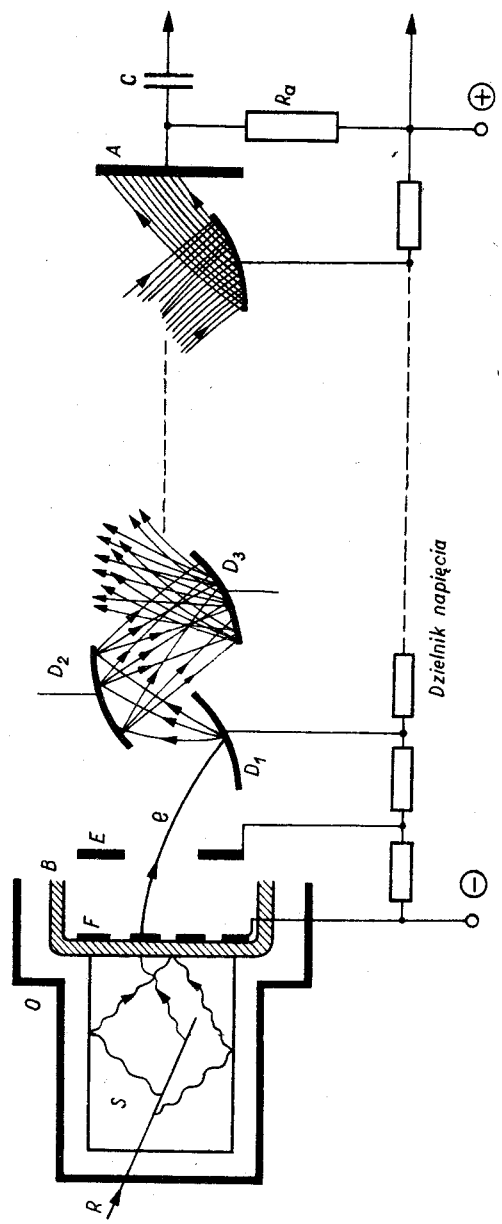
5.2. Liczniki scyntylacyjne

Cząstki jonizujące, takie jak elektrony, protony, cząstki alfa itp. tracą energię kinetyczną na procesy jonizacji i wzbudzenia atomów lub cząsteczek ośrodka. W niektórych substancjach w wyniku procesów odwrotnych, tj. rekombinacji i przejść od stanów wzbudzonych do podstawowych, emitowane jest w bardzo krótkim odstępie czasu (od 10^{-9} do 10^{-4} s) promieniowanie widzialne lub ultrafioletowe. Przejście cząstki jonizującej przez taką substancję wywołuje krótkotrwałe błyski światła, zwane scyntylacjami; substancje te zaś nazywane są scyntylatorami. Właściwości scyntylatorów wykorzystuje się do detekcji promieniowania jądrowego. Z najczęściej stosowanych scyntylatorów można wymienić monokryształy jodku sodu aktywowanego talem NaJ(Tl) , monokryształy antracenu lub siarczek cynku aktywowany srebrem ZnS(Ag) .

Liczba fotonów wyemitowanych przy przejściu cząstki przez scyntylator określona jest przez energię straconą w scyntylatorze. W wielu przypadkach wielkości te są wprost proporcjonalne. Pozwala to na wykorzystanie scyntylatorów do wyznaczania energii cząstek tj. do spektrometrii promieniowania jonizującego.

Kwanty promieniowania gamma mogą wywoływać scyntylacje pośrednio dzięki procesom efektu fotoelektrycznego, zjawiska Comptona i tworzenia par, ponieważ w procesach tych energia promieniowania przekazywana jest całkowicie lub częściowo elektronom, powodującym błyski w scyntylatorze.

Do rejestracji błysków ze scyntylatora wykorzystuje się urządzenia zwane fotopowielaczami. Można je traktować jako połączenie fotokomórki ze wzmacniaczem elektronowym. Fotokatoda w fotopowielaczu jest napyłona w postaci półprzezroczystej warstwy na wewnętrznej stronie okienka szklanej bańki próżniowej. Elektrony wybite z fotokatody przez padające na nią fotony są przyspieszane i skierowywane przez pole elektryczne na elektrodę zwaną pierwszą dynodą. Wskutek zjawiska wtórnej emisji, każdy elektron wybija z dynody po kilka elektronów ($3 \div 5$), które z kolei są skierowywane na następną dynodę. W fotopowielaczu znajduje się kilka lub kilkanaście dynod. Zjawisko wtórnej emisji elektronów na kolejnych



Rys. 5.2.1. Schemat licznika scyntylacyjnego
 R - tor cząstki jonizującej, S - scyntylator, B - bańka fotopowielacza, O - światłoszczelna osłona, F - fotokatoda, E - elektroda ogniskująca, e - tor elektronu, D - dynody, A - anoda, R_a - opór anodowy, C - kondensator

dynodach o coraz wyższych potencjałach prowadzi do progresywnego narastania strumienia elektronów. W wyniku tego jeden elektron wybity z fotokatody powoduje dotarcie do ostatniej elektrody, zwanej anodą, od 10^5 do 10^9 elektronów, w zależności od liczby dynod i różnicy potencjałów między dynodami. Potencjały dynod są ustalane przez dołączenie ich do dzielnika napięcia, zasilanego z regulowanego zasilacza wysokiego napięcia. Elektrony zbierane na anodzie fotopowielacza są odprowadzane przez opór anodowy. Zmiany potencjału anody wywołane impulsowymi strumieniami elektronów przekazywane są do elektronowej aparatury wzmacniającej i rejestrującej.

W czasie pracy fotopowielacza występuje niepożądany, lecz nie dający się usunąć w normalnej temperaturze efekt pojawiania się impulsów szumowych. Wywołane są one przez elektrony termemisji i autoemisji z fotokatody oraz z pierwszych dynod.

Połączenie przez optyczny kontakt scyntylatora z fotopowielaczem tworzy licznik scyntylacyjny (rys. 5.2.1). Całość zamknięta jest w światłoszczelnej osłonie, w której znajduje się także dzielnik napięcia. Często w osłonie wmontowany jest przedwzmacniacz z wtórnikiem katodowym.

Jeżeli scyntylator jest przezroczysty i ma odpowiednio dobraną geometrię, a liczba fotonów jest jednoznacznie związana z energią cząstki, to licznik scyntylacyjny może być przyrządem nie tylko wykrywającym promieniowanie jądrowe, lecz także mierzącym energię cząstek, tj. spektrometrem. W tym bowiem przypadku amplituda napięcia impulsów elektrycznych na oporze anodowym jest jednoznacznie związana z energią cząstek. Jeżeli zachodzi liniowy związek między energią cząstki i amplitudą impulsu elektrycznego, to spektrometr nazywa się liniowym.

5.3. Detektory półprzewodnikowe

Podstawą działania detektora półprzewodnikowego są procesy jonizacji wywoływane przez cząstki naładowane w warstwie styku materiałów o przewodnictwie typu n (elektronowym) i typu p (dziurowym). Styk taki, zwany złączem, ma właściwości prostownicze. Detektor półprzewodnikowy jest w zasadzie diodą półprzewodnikową ze złączem zaporowym typu p - n (lub n-p), położonym tuż przy powierzchni.

Materiał o przewodnictwie typu n ma znacznie większą koncentrację swobodnych elektronów niż materiał o przewodnictwie

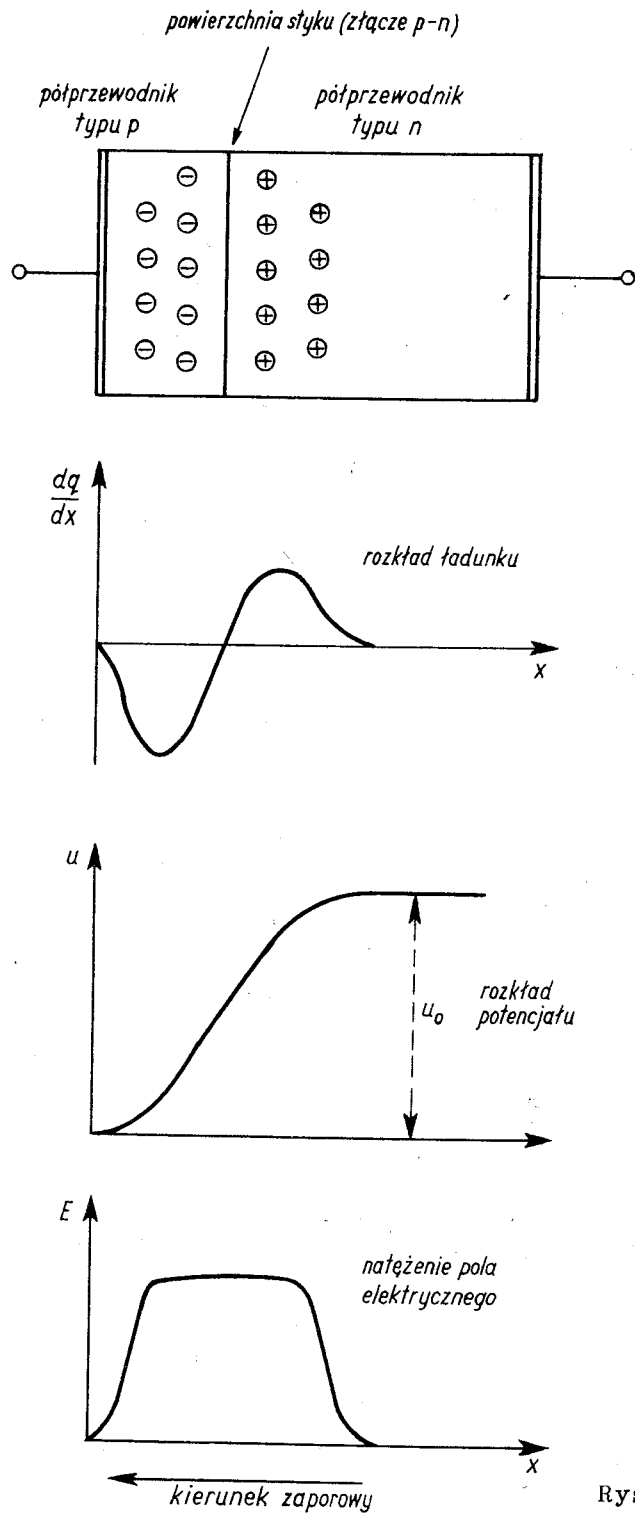
typu p. Dlatego też przez powierzchnię bezpośredniego kontaktu materiałów o różnych typach przewodnictwa (złącze p-n) następuje dyfuzja elektronów z obszaru o przewodnictwie elektronowym do obszaru o przewodnictwie dziurowym zaś dziur w stronę przeciwną. W wyniku tej dyfuzji po obu stronach złącza pojawiają się nieskompensowane ładunki elektryczne; od strony materiału o przewodnictwie typu p pojawia się warstwa jonów ujemnych (utworzonych przez przyłączenie elektronów do atomów domieszek), zaś od strony materiału o przewodnictwie typu n pojawia się warstwa jonów dodatnich (utworzonych z atomów domieszek pozbawionych elektronów). Pole elektryczne wywołane przez podwójną warstwę ładunków przeciwdziała dalszej dyfuzji swobodnych nośników ładunku przez złącze, utrzymując w ten sposób stan równowagi dynamicznej (patrz rys. 5.3.1).

W obszarze pola elektrycznego między warstwami różnoimennych ładunków następuje ostra zmiana potencjału o pewną wartość U_0 (kontaktowa różnica potencjałów). Obszar ten, którego grubość oznaczymy przez d , stanowi warstwę zaporową (przejście p-n) o właściwościach prostowniczych. Przyłożone z zewnątrz napięcie U może osłabiać pole elektryczne hamujące dyfuzję swobodnych nośników przez złącze i sprzyjać ich przepływowi (kierunek przewodzenia) lub wzmacniać to pole i rozszerzać warstwę zaporową przez "rozessanie" swobodnych większościowych nośników w przeciwną stronę (kierunek zaporowy). W ostatnim przypadku różnica potencjałów na warstwie zaporowej, zwana barierą potencjału, wynosi $U+U_0$, zaś natężenie pola elektrycznego w warstwie równe jest średnio $(U+U_0)/d$.

Warstwa zaporowa jest zubożona w swobodne nośniki ładunku elektrycznego i zachowuje się jak materiał o dużym oporze właściwym. Dlatego też po przyłożeniu napięcia w kierunku zaporowym przez złącze płynie tylko znikomo mały prąd zwany zaporowym.

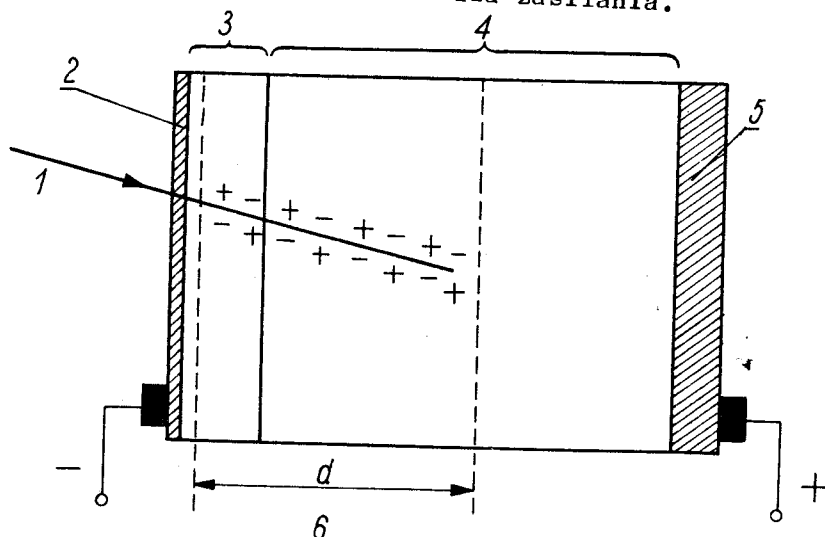
Jeżeli przez warstwę zaporową przebiegnie cząstka jonizująca (np. cząstka alfa lub proton), to w wyniku jonizacji w warstwie pojawiają się elektronowo-dziurowe pary, stanowiące swobodne nośniki ładunku elektrycznego. Pod wpływem pola elektrycznego nośniki te będą usuwane z warstwy zaporowej w strony przeciwnie, odpowiednio do znaku ich ładunków, co spowoduje krótkotrwały impuls prądu przez złącze.

Najczęściej stosowanym w praktyce do rejestracji ciężkich cząstek jonizujących (protonów i cząstek cięższych) jest półprze-



Rys. 5.3.1. Złącze półprzewodnikowe i jego charakterystyki

wodnikowy detektor krzemowy z barierą powierzchniową. Jest on wykonany z krzemu typu n, na powierzchni którego utworzono przez utlenianie cienką warstwę półprzewodnika typu p. Na półprzewodnik typu p napyłona jest warstewka złota o grubości $20 \div 50$ mikrogramów na cm^2 , która stanowi jedną elektrodę detektora; warstewka złota jest "warstwą martwą", którą muszą przenikać cząstki jonizujące aby dostać się do obszaru czynnego detektora tj. do warstwy zaporowej. Drugą elektrodą detektora jest warstwa glinu napyłona na krzem typu n (patrz rys. 5.3.2). Kierunek zaporowy w takim detektorze odpowiada podłączeniu elektrody złotej do ujemnego bieguna zewnętrznego źródła zasilania.



Rys. 5.3.2. Detektor półprzewodnikowy

1 - tor cząstki jonizującej, 2 - elektroda złota, 3 - utleniona warstwa typu p, 4 - krzem typu n, 5 - elektroda glinowa, 6 - warstwa zaporowa

Ponieważ warstwa półprzewodnika typu p jest cienka, to grubość d warstwy zaporowej układa się praktycznie całkowicie w krzemie typu n i wyraża wzorem:

$$d \approx d_n \approx 5 \cdot 10^{-6} \sqrt{\rho(U + U_0)} (\text{m}) = 5 \sqrt{\rho(U + U_0)} (\mu\text{m}),$$

gdzie ρ jest oporem właściwym krzemu typu n, wyrażonym w Ωm (wartość ρ dla krzemu, w zależności od technologii, zawiera się w granicach $1 \div 100 \Omega\text{m}$). Napięcie $U + U_0$ wyrażone jest w woltach. Wartość U_0 w przybliżeniu równa jest 0,5 wolta. Jak wynika ze wzoru, grubość warstwy zaporowej może być zmieniana za pomocą zewnętrznego napięcia U .

Detektor półprzewodnikowy charakteryzuje się pewną pojemnością C , którą można wyliczyć za pomocą wzoru dla kondensatora płaskiego. Jeżeli pole powierzchni złącza płaskiego wynosi $S \text{ m}^2$ to:

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r S}{d},$$

gdzie: $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$ (przenikalność dielektryczna próżni)
 ϵ_r - względna przenikalność dielektryczna krzemu, równa 12,5.

Po wstawieniu wartości liczbowych stałych otrzymujemy:

$$C = \frac{1,11 \cdot 10^{-10} \text{ S}}{5 \cdot 10^{-6} \sqrt{\rho(U + U_0)}} = 2,2 \cdot 10^{-5} \frac{\text{S}}{\sqrt{\rho(U + U_0)}} \text{ (F)}.$$

Maksymalna amplituda impulsu napięciowego V , wywołanego przebiegiem cząstki jonizującej przez detektor, określa się wzorem:

$$V = \frac{q}{C},$$

gdzie q oznacza łączny ładunek elektryczny swobodnych nośników jednego znaku, wyzwolonych przez cząstkę w warstwie zaporowej. Ładunek q zależy od energii T straconej przez cząstkę jonizującą w warstwie zaporowej oraz od średniej energii W potrzebnej do utworzenia jednej pary elektronowo-dziurowej. Dla krzemu $W \approx 3,5 \text{ eV}$. Liczba par elektronowo-dziurowych N powstających w wyniku przebiegu cząstki wynosi:

$$N = \frac{T}{W},$$

zaś ładunek:

$$q = N \cdot e = \frac{T}{W} \cdot e \approx 1,6 \cdot 10^{-19} \frac{T}{W} \text{ kulomba.}$$

Detektory półprzewodnikowe są wykorzystywane zazwyczaj jako spektrometry. W tym przypadku musi być zapewniony jednoznaczny związek między amplitudą impulsu V (lub ładunkiem q) oraz energią rejestrowanej cząstki. Dlatego też konieczne jest aby grubość warstwy zaporowej d przewyższała długość przebiegu (zasięg) R cząstki w detektorze albo żeby przebieg ten układał się w warstwie zaporowej. Ponadto powierzchniowa warstwa martwa detektora

powinna być możliwie najmniejsza aby nieużyteczna strata energii w tej warstwie była znikomo mała w porównaniu z T . Wtedy T praktycznie równe jest energii cząstki jonizującej a tym samym zapewniona jest proporcjonalność pomiędzy amplitudą impulsu V i energią cząstki T .

W praktyce jednak, mimo omówionej jednoznaczności wzajemnego przyporządkowania amplitudy impulsu i energii cząstek, widmo amplitud impulsów pochodzących od cząstek monoenergetycznych jest nieco rozmyte. Amplitudy impulsów wykazują pewien rozrzut, którego miarą jest połówkowa szerokość linii widmowej ΔV tj. szerokość wzięta na połowie wysokości krzywej opisującej widmo amplitud impulsów. Rozrzutowi amplitudy ΔV przyporządkowuje się niejednoznaczność ΔT określenia energii T rejestrowanej cząstki. Stosunek:

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\Delta V}{V},$$

wyrażony zazwyczaj w procentach, nosi nazwę energetycznej zdolności rozdzielczej spektrometru. Czasami przez zdolność rozdzielczą rozumie się po prostu ΔT wyrażone w keV (dla spektrometrów półprzewodnikowych).

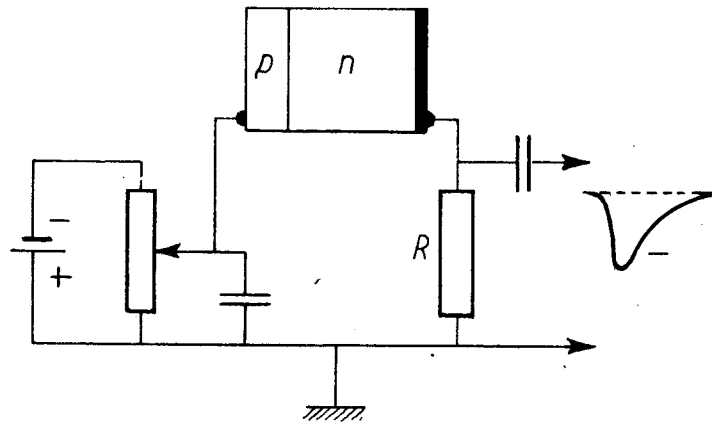
Energetyczna zdolność rozdzielcza spektrometru półprzewodnikowego zależy od kilku czynników takich jak: statystyczne fluktuacje liczby par elektronowo-dziurowych, "szumy" detektora uwarunkowane prądem zaporowym z uwzględnieniem szumów cieplnych (powstawanie nośników w wyniku fluktuacji energii ruchu termicznego) i szumów prądu ucieczki po bocznych powierzchniach detektora. Na zdolność rozdzielczą mają także istotny wpływ szumy wzmacniacza impulsów z detektora. Dlatego też do spektrometrów półprzewodnikowych stosuje się specjalne niskoszumowe przedwzmacniacze.

Trudno jest uwzględnić wszystkie te czynniki i dokładnie wyliczyć zdolność rozdzielczą. Najprościej wyznacza się ją na drodze doświadczalnej. Dla dobrych spektrometrów półprzewodnikowych wynosi ona około 0,5% przy energii cząstek alfa równej 5 MeV.

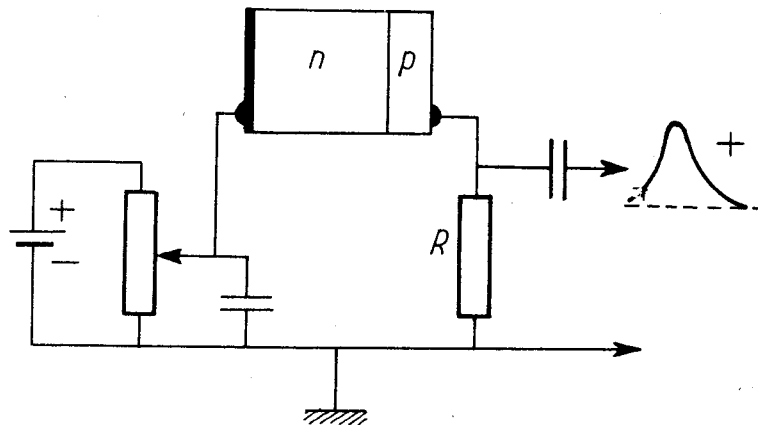
Czas narastania impulsu z detektora półprzewodnikowego uwarunkowany jest czasem zbierania nośników, a więc zależy zarówno od ich ruchliwości, jak i grubości d warstwy zaporowej. Jest on rzędu 10^{-8} s lub nawet krótszy.

Ideowe schematy obwodu elektrycznego detektora półprzewodnikowego typu p-n pokazane są na rys. 5.3.3. Przedstawione warianty schematów odpowiadają różnym biegunowościom impulsów napięciowych z detektora.

a)



b)



Rys. 5.3.3. Schematy ideowe obwodu

a) ujemny impuls wyjściowy, b) dodatni impuls wyjściowy

5.4. Wydajność licznika

Istotną charakterystyką licznika jest jego wydajność na zliczanie określonego typu promieniowania. Przez wydajność licznika rozumie się stosunek liczby zliczeń tego licznika do liczby cząstek padających na jego powierzchnię czynną w tym samym odstępie czasu: $\varepsilon = N_z/N_p$. W liczbę zliczeń N_z nie wchodzi zliczenia tła licznika.

Wydajności liczników na zliczanie cząstek naładowanych są z reguły bliskie 1, tj. 100%, o ile ścianki licznika są dostatecznie cienkie, aby cząstki mogły je przeniknąć bez znacznej straty energii. Wydajności na zliczanie promieniowania gamma są na ogół znacznie mniejsze i zależą silnie od energii kwantów gamma, rozmiarów licznika, jego rodzaju i ustawienia względem kierunku padania promieniowania. Orientacyjnie wydajność liczników GM na zliczanie kwantów gamma o energii ok. 1 MeV wynosi $\sim 0,01$ ($\sim 1\%$); dla liczników scyntylicyjnych ze scyntylatorami o grubości rzędu 1 cm (jodek sodu) jest ona równa kilka procent.

Znajomość wydajności licznika pozwala wyznaczyć strumienie cząstek lub aktywności próbek promieniotwórczych. Dla przykładu rozważmy przypadek, w którym mamy preparat z długożyciowym izotopem promieniotwórczym, emitującym "n" kwantów gamma na każdy rozpad. Jeżeli preparat ma małe rozmiary w porównaniu z jego odległością od licznika, możemy traktować go jako punktowe źródło promieniowania. Oznaczmy pole powierzchni czynnej licznika, prostopadłej do kierunku padania kwantów gamma przez S , zaś odległość źródła od tej powierzchni przez r . Jeżeli S jest mniejsze od r^2 , to kąt bryłowy, pod którym widziana jest powierzchnia czynna licznika, równy jest z dobrym przybliżeniem $\Omega = S/r^2$ steradianów. Kąt ten stanowi $\omega = \Omega/4\pi$ część pełnego kąta bryłowego, w który emitowane jest izotropowo promieniowanie gamma. Jeżeli aktywność źródła równa jest A , to na licznik w czasie t pada $N_p = nAt\omega$ kwantów gamma. Licznik o wydajności ϵ zarejestruje w tym czasie $N_z = N_p\epsilon = nAt\omega\epsilon$ zliczeń. Na podstawie tej zależności można wyznaczyć aktywność.

5.5. Aparatura elektronowa

Szczegółowy opis zasady działania aparatury elektronowej współpracującej z licznikami promieniowania jądrowego można znaleźć w literaturze poświęconej zagadnieniom detekcji promieniowania jądrowego lub przyrządom elektronicznym fizyki jądrowej. Z łatwo dostępnych pozycji proponujemy następujące:

- 1) A.A. Sanin, Elektroniczne przyrządy fizyki jądrowej, WNT 1964.
- 2) J.M. Massalski, Detekcja promieniowania jądrowego, PWN, 1959.

3) A. Strzałkowski, Wstęp do fizyki jądra atomowego, PWN, 1969.

Tu ograniczymy się do wyliczenia tej aparatury, określenia jej funkcji i ogólnych charakterystyk oraz niektórych wskazówek dotyczących obsługi. Dane te powinny wystarczyć do właściwego posługiwania się aparaturą.

a) Zasilacz wysokiego napięcia. Liczniki Geigera-Müllera oraz scyntylacyjne wymagają zasilania stałym napięciem od kilkuset do ok. 2 tys. woltów. Napięcie to w przypadku liczników scyntylacyjnych powinno być bardzo stabilne, gdyż nawet niewielkie jego wahania w czasie pomiarów pociągają za sobą dostrzegalne zmiany wzmocnienia fotopowielacza, tła i szumów własnych.

Źródłem napięcia zasilającego liczniki jest stabilizowany zasilacz wysokiego napięcia. Działanie jego polega na przetransformowaniu zmiennego prądu sieciowego na prąd zmienny o amplitudzie kilku tysięcy woltów, wyprostowaniu tego prądu i odfiltrowaniu pulsacji. Zasilacz wyposażony jest w elektronowy układ stabilizacji, zapewniający wysoką stabilność wymaganego napięcia zasilania. Regulacji napięcia zasilania dokonuje się przez odpowiednie ustawienie przełącznika zakresów napięcia (regulacja skokowa) i pokrętki ciągłej regulacji. Przyrząd pomiarowy wmontowany w zasilacz pozwala na dokładne odczytanie napięcia na wyjściu zasilacza. W niektórych zasilaczach przyrząd daje wskazania przybliżone, zaś dokładną wartość napięcia odczytuje się na skali przy pokrętkach.

Przed włączeniem zasilacza należy sprawdzić, czy jego obudowa jest uziemiona w sposób pewny. Zaniedbanie tego grozi porażeniem prądem w przypadku przebiegów do obudowy.

Zasilacz ma dwa włączniki. Pierwszy powinien być włączany zawsze włącznik z napisem "sieć". Dopiero po nagraniu się lamp (ok. 3 min.) można włączyć drugi z napisem "wysokie napięcie", czemu towarzyszy zaświecenie się czerwonej lampki kontrolnej.

b) Wzmacniacz wstępny i wtórnik katodowy. Przy wyjściu licznika, często w jego obudowie, znajduje się wzmacniacz wstępny, powiększający amplitudę impulsu napięciowego z licznika o ok. 20 do 150 razy. Razem ze wzmacniaczem wstępnym zmontowany jest wtórnik katodowy. Współczynnik wzmocnienia napięciowego wtórника jest nieco mniejszy od jedności. Zadaniem wtórника jest obniżenie oporu wyjściowego, co jest równoważne zwiększeniu mocy impulsu, który ma być przekazany kablem na odległości rzędu 1 m i większe.

Liczniki dające wysokie impulsy napięciowe, rzędu 10 woltów (np. niektóre liczniki Geigera-Müllera), mogą pracować bez wzmacniacza wstępnego, z samym wtórnikiem katodowym.

c) Wzmacniacz impulsowy. W niektórych przypadkach impuls napięciowy wychodzący ze wzmacniacza wstępnego jest jeszcze zbyt mały, aby mógł uruchomić dalszą aparaturę. Ma to miejsce np. przy licznikach scyntylicacyjnych. Można oczywiście zwiększyć amplitudę impulsów przez podniesienie napięcia zasilającego licznik. Jednakże wraz ze wzrostem napięcia wzrasta liczba impulsów szumowych i tła, podczas gdy liczba impulsów od promieniowania praktycznie pozostaje stała. Prowadzi to do zmniejszenia stosunku zliczeń efektu mierzonego do tła, tj. pogarsza dokładność pomiaru, zwłaszcza w przypadkach małych strumieni promieniowania. Dlatego też wygodniej jest dodatkowo wzmocnić impulsy zamiast podnosić napięcie zasilania. Do tego celu stosuje się wzmacniacze impulsowe. Mogą one powiększyć amplitudę impulsu do około 10 000 razy. We wzmacniaczach stosowanych w pracowni wzmocnienie daje się regulować. Na skali pokrętła regulacji odczytuje się wzmocnienie w decybelach. Współczynnik wzmocnienia k , rozumiany jako stosunek amplitudy napięcia impulsu na wyjściu do amplitudy na wejściu wzmacniacza $k = \frac{V_2}{V_1}$, związany jest z odczytem w decybelach następującym wzorem: $W = 20 \cdot \lg k$. Stąd $k = 10^{\frac{W}{20}}$.

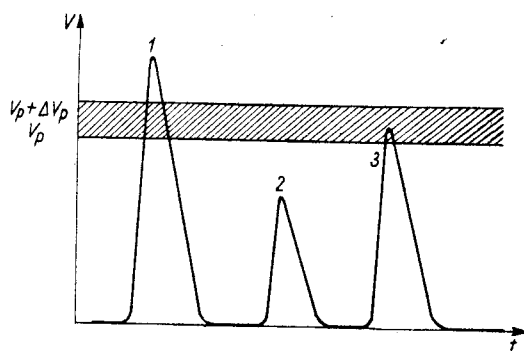
Wzmacniacze stosowane dla celów spektrometrii promieniowania jądowego powinny się charakteryzować stałością współczynnika wzmocnienia k w szerokim przedziale amplitud napięcia impulsów wejściowych. Zapewnia to proporcjonalność między amplitudami impulsu wyjściowego i wejściowego. Ta właściwość wzmacniacza nazywa się jego liniowością.

Praktycznie czynności wykonującego pomiary w pracowni z wykorzystaniem wzmacniacza w zestawie, sprowadzają się do włączenia tego przyrządu, sprawdzenia połączeń kabli: doprowadzającego i odprowadzającego oraz ewentualnej regulacji wzmocnienia. Dlatego też opis sposobu regulacji pozostałych charakterystyk wzmacniacza zostaje pominięty.

d) Analizator amplitudy impulsów. Jednokanałowy analizator amplitudy impulsów jest to urządzenie elektroniczne, wysyłające znormalizowane impulsy elektryczne tylko wtedy, gdy do wejścia tego przyrządu dochodzą impulsy o amplitudzie większej od zadanej wartości V_p lecz nie większej od $V_p + \Delta V_p$ (patrz rys. 5.5.1, analizator reaguje tylko na impuls 3).

Wielkość V_p nazywa się napięciem progowym, zaś ΔV_p - szerokością kanału analizatora (w żargonie laboratoryjnym: "próg" i "okienko"). Impulsy dochodzące do wejścia analizatora i sterujące nim są impulsami analizowanymi.

Wartość napięcia progowego może być ustawiana w granicach od 0 do ponad 100 woltów za pomocą trzech pokręteł skokowych: co



Rys. 5.5.1. Amplitudy impulsów dochodzących do analizatora

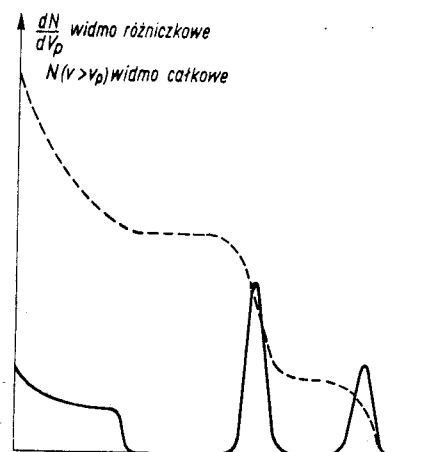
nie reagujące na impulsy o amplitudzie większej od V_p . Odpowiada to pracy analizatora z nieskończenie szerokim kanałem.

Analizator ma dwa gniazda wyjściowe. Jedno z nich jest wyjściem analizatora, drugie - dyskryminatora.

Analiza amplitudowa impulsów wejściowych, tj. pomiar ich widma, polega na zliczaniu w jednakowych odstępach czasu liczby impulsów z wyjścia analizatora przy różnych wartościach napięcia progowego. Napięcie progowe przed każdym kolejnym pomiarem należy zmieniać o wartość równą szerokości kanału ΔV_p . Im mniejsza jest szerokość kanału, tym dokładniej można wyznaczyć strukturę widma. Widmo otrzymane za pomocą analizatora nosi nazwę widma różniczkowego. Posłużenie się dyskryminatorem pozwala otrzymać widmo zwane całkowym. Widmo różniczkowe można także otrzymać przez różniczkowanie widma całkowego. Na rys.5.5.2

10 woltów, 1 wolt i 0,1 wolta. Napięcie progowe równe jest sumie odczytów położenia tych trzech pokręteł. Szerokość kanału analizatora daje się regulować od 0 do 4 woltów w sposób ciągły. Wartości ΔV_p odczytywane są na przyrządzie pomiarowym wmontowanym w analizator.

Analizator przystosowany jest także do pracy jako dyskryminator, tj. urządzenie



Rys. 5.5.2. Widma impulsów otrzymane za pomocą jednokanałowego analizatora amplitu-

pokazane jest linią przerywaną widmo całkowite i linią ciągłą - widmo różniczkowe.

Bardziej złożonymi ale znacznie ułatwiającymi pomiar amplitudowych widm impulsów są przyrządy zwane wielokanałowymi analizatorami amplitudy. Pozwalają one na równoczesne segregowanie impulsów o różnych amplitudach tj. na pomiar całego widma bez konieczności kolejnej zmiany napięcia progowego V_p , jak to ma miejsce w przypadku jednokanałowego analizatora amplitudy. W wielokanałowym analizatorze cały zakres analizowanych amplitud impulsów podzielony jest np. na sto równych przedziałów ΔV_p , zwanych kanałami analizatora. Są one ponumerowane kolejno od 1 do 100. Do kanału o numerze n "trafiają" impulsy o amplitudach zawartych między $(n - 1) \cdot \Delta V_p$ i $n \cdot \Delta V_p$. Wynik pomiaru jest rejestrowany w "pamięci" analizatora i może być odczytany za pomocą drukarki, która na taśmie papierowej zapisuje numery kanałów i liczby zliczeń odpowiadające tym kanałom. Dodatkowym udogodnieniem jest możliwość wizualnej kontroli kształtu zmierzonego widma różniczkowego w postaci wykresu na ekranie wmontowanej do analizatora lampy oscyloskopowej. Po dokonaniu pomiaru i odczytu wyników zapis w "pamięci" analizatora może być skasowany. Tym samym analizator jest przygotowany do przeprowadzenia następnego pomiaru.

e) Przelicznik. Do zliczania impulsów elektrycznych służą elektronowe przyrządy zwane przelicznikami. Pozwalają one na zliczanie impulsów następujących po sobie w bardzo krótkim odstępie czasu, rzędu stutysięcznej części sekundy. Dla porównania warto dodać, że mechaniczne numerytory mają dużą bezwładność i mogą zliczyć dwa następujące po sobie impulsy tylko wtedy, gdy odstęp czasu między nimi jest większy od ok. 0,02 s (duża bezwładność).

W przelicznikach stosowanych w pracowni skala zliczeń składa się z szeregu pionowych kolumn cyfr od 0 do 9; kolumny liczone od strony prawej odpowiadają jednostkom, dziesiątkom, setkom itd. Zliczenia impulsów są sygnalizowane przez zaświecenie się kolejnych neonówek, oświetlających cyfry skali. Odczyt liczby zliczeń polega na zanotowaniu oświetlonych cyfr w kolejnych kolumnach.

Przed rozpoczęciem pomiaru należy sprowadzić wskazania przelicznika do stanu zerowego przez naciśnięcie guzika z zapisem "kasowanie".

Pomiary można przeprowadzać kilkoma sposobami. W pracowni wykorzystuje się dwa sposoby: 1) pomiar z automatyką czasową, 2) pomiar z sekundomierzem. (Sposób pomiaru ustawia się przełącznikiem "rodzaj pracy").

Przy pomiarze z automatyką czasową naciska się guzik z napisem "start" i czeka się chwilę na włączenie automatyki, co sygnalizowane jest lekkim stuknięciem i zaświeceniem się lampki. Wewnętrzny zegar porusza mechaniczny numerator odmierzający równe odstępy czasu i po zadany czasie pomiaru automatycznie wyłącza przelicznik.

Przy pomiarze z sekundomierzem naciśnięcie guzika "start" natychmiast uruchamia przelicznik, zaś guzika "stop" - zatrzymuje.

Prawie wszystkie przeliczniki mają wbudowane dyskryminatory amplitudy impulsów. Regulację napięcia progowego przeprowadza się w sposób ciągły za pomocą wyskalowanego pokrętła.

Jeżeli przelicznik zlicza impulsy z analizatora amplitudy, to próg powinien być ustawiony w ten sposób, aby znormalizowane impulsy z analizatora mogły uruchomić przelicznik. W pozostałych przypadkach, jeżeli nie wykorzystuje się dyskryminatora do wyznaczania widma impulsów, próg powinien być ustawiony tak, aby uzyskać możliwie małe tło bez istotnego "obcinania" zliczeń pochodzących od mierzonego efektu.

f) Układ koincydencyjny. Układ koincydencyjny jest to przyrząd elektronowy, rejestrujący pojawienie się dwóch (albo więcej) impulsów jednoczesnych lub następujących po sobie w krótkim odstępie czasu jako jedno zdarzenie; rejestracja zachodzi tylko wtedy, gdy odstępy czasu między impulsami nie przekraczają zadanej wartości τ zwanej czasem rozdzielczym.

Jako przykłady zastosowań układu koincydencyjnego można podać rejestracje przejścia tej samej cząstki przez dwa kolejne liczniki lub rejestracje kwantów gamma z jednego przejścia kaskadowego za pomocą kilku oddzielnych liczników.

Układ koincydencyjny ma dwa lub więcej wejść, które nazywa się kanałami wejściowymi. Do kanałów wejściowych doprowadzone są impulsy z oddzielnych liczników. Niektóre układy koincydencyjne mają regulowany czas rozdzielczy np. 2; 1; 0,5; 0,1 mikrosekundy, który może być dobierany według potrzeby.

Zazwyczaj w układach koincydencyjnych wbudowany jest numerator mechaniczny lub nawet jedna dekada przelicznika elektronowego, redukująca dziesięciokrotnie liczbę zliczeń przekazywanych dalej do numeratora.

W niektórych układach istnieje regulator rodzaju pracy, pozwalający na zliczanie impulsów dochodzących do poszczególnych

kanałów, zliczanie koincydencji lub kontrolę układu z wewnętrznego generatora impulsów.

Układ koincydencyjny, dzięki swoim właściwościom, będzie także rejestrował jako koincydencje te impulsy, które zupełnie przypadkowo pojawiły się w kanałach wejściowych w odstępie czasu mniejszym od czasu rozdzielczego. Takie koincydencje noszą nazwę przypadkowych, w odróżnieniu od koincydencji rzeczywistych, wywołanych przez impulsy spowodowane jedną przyczyną (np. przejściem tej samej cząstki przez liczniki).

Liczba koincydencji przypadkowych zależy od czasu rozdzielczego oraz liczby impulsów pojawiających się w oddzielnych kanałach. Jeżeli w czasie 1 s w kanale pierwszym pojawia się średnio N_1 impulsów, to układ jest "czuły" na pojawienie się impulsu w drugim kanale przez czas $\Delta t = \tau N_1$. Niech w drugim kanale w ciągu 1 s, pojawia się średnio N_2 przypadkowo rozłożonych impulsów, wtedy w czasie Δt układ zliczy $\Delta t \cdot N_2 = \tau \cdot N_1 \cdot N_2$ koincydencji. Taką samą liczbę otrzymuje się, gdy impulsami "uczulającymi" układ są impulsy z drugiego kanału zaś po nich w czasie τ następują impulsy z pierwszego kanału. Zatem w czasie 1 s układ zliczy $N_p = 2 \tau N_1 N_2$ koincydencji przypadkowych.

5.6. Czas martwy

Zarówno liczniki promieniowania jądowego jak i aparatura elektroniczna mają ograniczoną zdolność rejestrowania lub przenoszenia szybko następujących po sobie zdarzeń. Czas zadziałania licznika lub czas trwania impulsu elektrycznego nie mogą być nieskończenie krótkie. Dlatego też urządzenie, które zareagowało na określone zdarzenie, nie reaguje przez pewien odstępn τ na następne zdarzenie. Ten najmniejszy odstępn czasu τ , po którym urządzenie zdolne jest do zarejestrowania kolejnego zdarzenia, nazywa się czasem martwym.

W przypadku gdy częstość zdarzeń jest duża układ licznika i aparatury elektronicznej będzie "gubił" częściowo zliczenia zdarzeń następujących po sobie w odstępie czasu mniejszym niż τ ; będą bowiem liczone tylko te zdarzenia, które od poprzedzających dzieli odstępn czasu większy od τ . Należy wtedy wprowadzać poprawkę na gubienie zliczeń aby otrzymać rzeczywistą częstość zdarzeń n .

W zależności od rodzaju urządzenia czas martwy może być stały (niezależny od tego czy po określonym zdarzeniu nastąpiło inne w odstępie czasu mniejszym niż τ) albo zmienny. Dla urządzeń pierwszego typu (częściej spotykanych) przy niezbyt dużych częstościach

zdarzeń ($n \ll \tau^{-1}$) można posługiwać się prostym wzorem w celu wyznaczenia rzeczywistej częstości n ze znanej częstości zliczeń n_z . Jeżeli w czasie jednostkowym układ zarejestrował n_z zdarzeń, to przez odstęp czasu $n_z \tau$ nie reagował on na zdarzenia. W rzeczywistości czas rejestracji był nie jednostkowy, lecz krótszy i wynosił: $t = 1 - n_z \tau$. Stąd też rzeczywista częstość zdarzeń równa jest:

$$n = \frac{n_z}{1 - n_z \tau},$$

zaś liczba nie zarejestrowanych zdarzeń w czasie jednostkowym:

$$\Delta n = n - n_z = n_z \left(\frac{1}{1 - n_z \tau} - 1 \right) = n_z \left(\frac{n_z \tau}{1 - n_z \tau} \right).$$

Poprawka na gubienie zliczeń według podanego wzoru jest dostatecznie dokładna dla $\frac{\Delta n}{n} \leq 0,2$ tj. dla $n_z \tau \leq 0,2$.

Poniżej podane są orientacyjne wartości czasu martwego w sekundach dla niektórych liczników.

Licznik Geigera-Müllera	10^{-4}
" scyntylacyjny	10^{-6}
" półprzewodnikowy	10^{-6}

Względnie duży czas martwy mają numery mechaniczne; wynosi on około 10^{-1} sekundy.

5.7. Rodzaje pomiarów

Podsumujemy niniejszy rozdział rozważeniem rodzaju pomiarów za pomocą detektorów promieniowania jądrowego i współpracującej z nimi aparatury elektronowej. Pomiarów bowiem mogą mieć różny charakter w zależności od tego, jaką informację fizyczną w ich wyniku chcemy uzyskać. Od postawionego celu zależy dobór odpowiedniego detektora i aparatury elektronowej. W ogólności pomiary mogą się sprowadzać do:

- wyznaczania częstości zliczeń lub natężenia promieniowania,
- wyznaczania energii lub rozkładu energetycznego promieniowania,
- wyznaczania korelacji czasowej.

Wyznaczanie natężenia promieniowania przeprowadza się np. w celu określenia aktywności źródeł promieniotwórczych, przekrojów czynnych, czy też dla celów dozymetrii. Do tego celu nadaje się każdy detektor reagujący na dany typ promieniowania. Zasadniczym

elementem aparatury elektronowej w tym przypadku jest przelicznik, ponieważ pomiar sprowadza się do wyznaczenia liczby zliczeń i czasu trwania obserwacji.

Pomiar energii lub rozkładu energetycznego promieniowania (widma energetycznego) przeprowadzany jest np. w celu wyznaczenia wartości energii rozpadu, energii reakcji czy też energii poziomów wzbudzonych jądra atomowego. Nie każdy detektor nadaje się do tego rodzaju pomiarów, ponieważ musi on mieć właściwości spektrometryczne (których nie ma np. licznik Geigera-Müllera) a ponadto powinien być wyskalowany przez wzorcowe promieniowanie o znanej energii. Do tego rodzaju pomiarów niezbędny jest analizator amplitudy (widmo różniczkowe) lub regulowany dyskryminator (widmo całkowite) z przelicznikiem. Są to pomiary spektrometryczne.

Pomiar korelacji czasowej wykonywany jest np. dla ustalenia, czy dwie cząstki (w szczególności fotony) zostały wyemitowane kolejno w bardzo szybko następujących po sobie rozpadach określonego jądra atomowego (przejście kaskadowe), lub dla stwierdzenia, czy określona cząstka przeszła przez dwa liczniki. Takie pomiary przeprowadzane są przy wyznaczaniu schematów rozpadu lub wyznaczaniu zasięgu cząstek w absorbencie. Nieodzownym dla tego celu urządzeniem jest układ koincydencyjny.

Często dla uzyskania pełniejszej informacji różne rodzaje pomiarów są łączone. Np. w poszukiwaniach korelacji czasowej między fotonami w przejściu kaskadowym zazwyczaj wybiera się fotony o określonej energii, co wymaga zastosowania zarówno układu koincydencyjnego, jak i analizatora amplitudy.