IV. DETEKCJA PROMIENIOWANIA

4.1 Uwagi ogólne

Podstawą detekcji promieniowania jest powodowanie przezeń zmian fizycznych lub chemicznych w ośrodku. Zmiany te są niewielkie, tak więc podstawowym problemem jest skonstruowanie urządzeń wielkiej czułości. Urządzenia te powinny dostarczać informacji o:

- Obecności promieniowania,
- Ilości promieniowania, względnej lub bezwzględnej, w danej chwili,
- Energii promieniowania oraz
- Rodzaju promieniowania.

4.2 Typowe detektory i ich istotne cechy

Spośród detektorów promieniowania jonizującego należy wymienić przede wszystkim:

- Liczniki (detektory) Geigera-Müllera, które mogą wykrywać dowolny rodzaj promieniowania, ale nie służą wyznaczeniu energii tego promieniowania,
- Liczniki scyntylacyjne,
- Detektory półprzewodnikowe,
- Komory jonizacyjne, służące nie tyle do pomiaru natężenia, ile do pomiaru ekspozycji, a więc ładunku elektrycznego tworzonego przez promieniowanie w jednostce masy

W fizyce cząstek elementarnych używane są detektory nastawione na śledzenie cząstek o wysokich energiach. W niniejszym wykładzie nie będziemy się nimi zajmować.

Detektor promieniowania charakteryzuje kilka istotnych cech, a mianowicie:

- *Czułość*, tj. minimalna wartość energii cząstki, wystarczająca do wykrycia sygnału,
- Wydajność, a więc stosunek liczby zarejestrowanych cząstek do liczby cząstek wpadających do objętości czynnej detektora; im wyższa wydajność, tym krótszy jest czas zbierania danych. Wydajność zależy głównie od wartości liniowego współczynnika pochłaniania oraz objętości czynnej detektora.

- *Odpowiedź* detektora, tj. zależność ładunku lub amplitudy sygnału wyjściowego od energii rejestrowanej cząstki. Najlepiej, aby zależność ta była liniowa.
- Czas odpowiedzi i czas martwy,
- Energetyczna zdolność rozdzielcza,
- Wrażliwość na zakłócenia.

Omówimy kolejno te istotne charakterystyki detektorów.

Czułość detektora zależy od:

- przekroju czynnego na oddziaływanie z podstawowym materiałem detektora,
- masy tego materiału,
- wielkości szumu, a także
- rodzaju obudowy detektora.

Odpowiedź detektora, tj. jego reakcja na promieniowanie postrzegana jako widmo sygnałów generowanych w detektorze może być czasem mocno skomplikowana. Np. dzięki różnorodności oddziaływań promieniowania gamma z materią, detektory germanowe lub scyntylacyjne dają złożone widmo odpowiedzi (fotopik, obszar komptonowski, czy tzw. piki ucieczki pojedynczej i podwójnej).

Czas odpowiedzi, a więc czas pomiędzy wniknięciem cząstki, a powstaniem uformowanego sygnału wyjściowego, powinien być jak najkrótszy, determinuje on bowiem *czasową zdolność rozdzielczą* detektora. Długość sygnału wyjściowego jest istotna, gdyż podczas jego trwania detektor jest zablokowany dla rejestracji kolejnej cząstki lub kwantu.

Energetyczna zdolność rozdzielcza zdefiniowana jest jako stosunek szerokości połówkowej (FWHM) *fotopiku* (sygnału wywołanego jonizacją zachodzącą przez efekt fotoelektryczny) do amplitudy sygnału. Typowa zdolność rozdzielcza detektorów scyntylacyjnych NaI(Tl) wynosi 8% dla fotonów o energii 1 MeV; dla detektora germanowego wynosi ona natomiast ok. 0,2%. Im lepsza zdolność rozdzielcza, tym lepiej możemy rozróżnić cząstki lub kwanty o różnych energiach.

Na zdolność rozdzielczą detektora mają wpływ takie czynniki, jak fluktuacje w procesie tworzenia się impulsu, niejednorodność materiału detekcyjnego, szumy układu elektronicznego stowarzyszonego z detektorem.

Dla cienkich detektorów, rejestrujących tylko część energii pozostawianej przez cząstkę, liczba *N* wytworzonych nośników prądu podlega statystyce Poissona. Szerokość połówkowa tego rozkładu wynosi

$$\Delta N = 2,35\sigma_{N} = 2,35\sqrt{N} = 2,35\sqrt{\frac{E}{w}},$$
(4.1)

gdzie w – energia potrzebna do wytworzenia jednej pary nośników, typowo ok. 35 eV.

Jeśli zarejestrujemy całą energię cząstki i w rezultacie nie będziemy mieli do czynienia z problemem fluktuacji energii pozostawianej w detektorze, statystyka Poissona przestanie obowiązywać. Powstawanie kolejnych par nośników stanie się wówczas procesem skorelowanym, opisywanym przez tzw. *czynnik Fano*, *F*, modyfikujący wartość wariancji rozkładu σ_N . Ostatecznie, zdolność rozdzielcza detektora ma postać:

$$R = \frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta N}{N} = 2,35\sqrt{\frac{Fw}{E}}$$
(4.2)

Dla scyntylatorów czynnik F jest bliski 1, dla detektorów półprzewodnikowych jest on mniejszy, a więc też zdolność rozdzielcza tych detektorów jest odpowiednio lepsza.

Czas martwy jest bardzo istotną cechą detektora. Niektóre detektory w czasie trwania impulsu są nieczułe na przyjście kolejnej cząstki lub kwantu, niektóre zaś dają impuls nakładający się na impuls pierwszej z rejestrowanych cząstek, co prowadzi do deformacji widma. Staramy się, aby detektor miał zawsze jak najkrótszy czas martwy, gdyż może wtedy zarejestrować wiele cząstek bez istotnych strat informacji.

4.3 Rodzaje detektorów i ich charakterystyki

4.3.1 Detektory gazowe

Zadaniem tego typu detektora jest pomiar jonizacji gazu znajdującego się wewnątrz detektora. Najprostszy detektor gazowy ma formę cylindrycznego kondensatora o przewodzących ściankach, patrz rys. 4.1. Jeśli potencjał anody wynosi $+V_0$, natężenie pola elektrycznego *E* wewnątrz kondensatora, w odległości *r* od osi symetrii, wynosi

$$E = \frac{V_0}{r\ln(b/a)}, \qquad (4.3)$$

gdzie b - wewnętrzny promień cylindra, a a – promień drutu anody.



Rys. 4.1 Schemat detektora gazowego

Ponieważ cząsteczki gazu są stosunkowo dobrze rozseparowane, jonizacja gazu będzie łatwiejsza dla cząstek alfa lub beta, które silnie jonizują materię, niż dla promieniowania gamma. Dla zwiększenia wydajności detektora gaz wprowadza się pod zwiększonym ciśnieniem. Charakterystyka prądowo-napięciowa takiego detektora (rys. 4.2) składa się z sześciu obszarów.



Rys. 4.2 Charakterystyka prądowo-napięciowa detektora gazowego

Początkowo względna liczba zebranych jonów (amplituda impulsów lub natężenie prądu) jest zerowa, gdyż powstałe pary elektron-jon szybko łączą się ze sobą (*rekombinują*). W miarę podwyższania napięcia coraz większa liczba wytworzonych nośników dociera do elektrod

(obszar I), choć część podlega w dalszym ciągu procesowi rekombinacji. Po przekroczeniu pewnego napięcia wszystkie wytworzone nośniki dają sygnał, który w pewnym zakresie różnicy potencjałów przestaje zależeć od wielkości przyłożonego napięcia (obszar II). Impuls prądowy, powstały w wyniku jonizacji, ginie zanim pojawi się kolejna cząstka, która zjonizuje gaz. Mierzone natężenie prądu jest w tym obszarze niewielkie, ale zależne od rodzaju cząstki jonizującej gaz. Niewątpliwie cząstki alfa wywołają powstanie większego natężenia prądu niż cząstki beta o takiej samej energii, które dla wywołania identycznej jonizacji muszą przebyć dłuższą drogę w gazie. Promieniowanie gamma da jeszcze niższy sygnał. Istotną rzeczą jest tu jednak to, że różnica potencjałów jest w tym obszarze na tyle duża, że efekt rekombinacji zostaje wyeliminowany, a wszystkie kreowane pary jonów docierają do odpowiednich elektrod. Oczywiście, dla uzyskania maksymalnego efektu rozmiar detektora musi być odpowiednio dobrany, gdyż przy detektorze niewielkich rozmiarów część promieniowania padającego przeleci przez detektor nie wywołując jonizacji.

Komora jonizacyjna, o której powiemy więcej nieco dalej, pracuje właśnie w omawianym obszarze względnie niskich różnic potencjałów.

Zwiększanie napięcia powoduje, że wchodzimy w obszar III, albo tzw. *obszar proporcjonalny*, w którym sygnał wyjściowy zaczyna ponownie wzrastać. Dzieje się tak, gdyż powstałe w procesie jonizacji elektrony mogą wtórnie jonizować gaz w detektorze, tworząc tzw. *elektrony delta*. W wyniku tego procesu uzyskujemy *wzmocnienie gazowe* impulsu, które może wynieść nawet 10⁶. Istotną sprawą jest, że wzmocnienie to jest stałe dla danego napięcia anodowego, a więc wysokość impulsu jest proporcjonalna do liczby pierwotnie wytworzonych par jonów, a więc do energii przekazanej przez cząstkę. Podobnie jak w poprzednim wypadku, cząstki alfa wywołują silniejsze sygnały niż cząstki beta, a te silniejsze niż promieniowanie gamma. W odróżnieniu jednak od sytuacji w obszarze II, rejestrowany impuls jest na tyle silny, że może być traktowany jako pojedyncze zdarzenie w detektorze: z pomiaru natężenia prądu przechodzimy więc na zliczanie impulsów. Detektor pracujący w tym obszarze nosi nazwę *detektora proporcjonalnego*. Dalsze podwyższanie napięcia wprowadza nas w obszar IV, w którym wzmocnienie dość gwałtownie wzrasta, ale sama wysokość impulsu właściwie nie zależy od liczby wytwarzanych przez cząstkę par jonów. Ten obszar ograniczonej proporcjonalności nie jest wykorzystywany w detekcji.

Powyżej pewnego wyższego napięcia rozpoczyna się obszar V, *plateau*, w którym wskutek jonizacji wtórnej powstają fotony promieniowania nadfioletowego. Fotony te wywołują dalsze jonizacje, co powoduje, że wzdłuż drutu anody obserwuje się lawinowe wyładowanie, a powstający impuls, całkowicie zdeterminowany wtedy przez zjawiska wtórne, nie zależy od przyłożonego napięcia, gdyż w procesie rejestracji uczestniczą już wszystkie cząsteczki gazu. Nie tylko wysokość impulsu prądowego nie zależy tu od przyłożonego napięcia, ale także nie zależy od początkowej liczby par jonów wytworzonych przez cząstkę, a powstały w detektorze prąd jest znacznie większy niż w detektorze proporcjonalnym. W tym obszarze pracuje *detektor Geigera-Müllera*. Dla zahamowania wyładowania lawinowego wprowadza się do detektora gaz gaszący, który pochłania dodatkowe fotony. Stosowane są zwykle gazy wieloatomowe, np. pary alkoholu lub eteru.

Dalsze podwyższanie napięcia (obszar VI) powoduje niekontrolowany wzrost wyładowań i działanie detektora przestaje być prostą funkcją padającego nań promieniowania. Detektor działa spontanicznie na podobnej zasadzie, na której świeci gaz w lampie neonowej. Tylko zmniejszenie napięcia może przerwać działanie detektora w nieobecności promieniowania jonizującego.

Choć liczniki gazowe mogą służyć do rejestracji każdego rodzaju promieniowania, ich czułość na dany rodzaj jest różna. Ponadto, w wypadku niskoenergetycznych cząstek alfa lub beta należy liczyć się z możliwością wystąpienia problemu penetracji promieniowania przez okienko detektora. Dlatego też, szczególnie w wypadku promieniowania alfa stosuje się sondy o bardzo cienkim oknie berylowym lub mikowym (kilka mikrometrów). Typowy detektor promieniowania alfa rejestruje cząstki alfa o energiach powyżej 3-4 MeV, cząstki beta o energiach w granicach 50 – 100 keV i promieniowanie gamma o energii w granicach 5 – 7 keV. Z kolei, szczególnie w wypadku promieniowania gamma o wysokiej energii (ale także dla rejestracji neutronów) objętość czynna detektora musi być znaczna, co można uzyskać albo zwiększając gabaryty detektora, albo ciśnienie gazu. Liczniki Geigera-Müllera dla promieniowania gamma z reguły korzystają z tricku polegającego na stosowaniu stosunkowo grubościennej obudowy metalowej, w której promieniowanie gamma służy do wybicia z obudowy elektronów, które dalej jonizują gaz wewnątrz detektora.

Ważnym elementem rozumienia wyniku pomiarowego jest geometria pomiaru. Źródło umieszczone w większej odległości od detektora będzie postrzegane jako punktowe,

7

a mierzone natężenie będzie malało z kwadratem odległości. To samo źródło będzie postrzegane inaczej gdy zbliżymy je silnie do detektora.

Detektor	Wydajność	Czas martwy	Dyskryminacja energetyczna
Komory jonizacyjne	Bardzo niska	nie mogą być wykorzystywane jako liczniki	Brak
Liczniki proporcjonalne	Bardzo niska	ok. ms	Średnia
Liczniki Geigera- Müllera	Średnia	ok. ms	Brak
Liczniki scyntylacyjne NaI(Tl)	Wysoka	ok. µs	Średnia
Liczniki półprzewodnikowe Ge, Ge(Li)	Średnia	< 1 µs	Bardzo dobra

4.3.2 Niektóre charakterystyki typowych liczników promieniowania y

4.3.3 Gazowe kalibratory aktywności

Aktywność radionuklidu mierzy się zasadniczo przy użyciu komór jonizacyjnych wypełnionych gazem szlachetnym, np. argonem, pod ciśnieniem kilku atmosfer (kilku tysięcy hPa). Część emitowanych przez radionuklid fotonów będzie jonizowała gaz, a tempo produkcji jonów będzie proporcjonalne do aktywności. Mierząc liczbę jonizacji w danym przedziale czasu możemy ustalić wielkość aktywności. Komora musi być wykalibrowana, tj. mierzony przez nią prąd musi być wyświetlany w mCi lub µCi (ewentualnie w kBq lub MBq). Należy przy tym pamiętać, że różne radionuklidy emitują różne widma promieniowania, tak więc kalibracja będzie zmieniała się w zależności od mierzonego radionuklidu. Większość kalibratorów aktywności ma odpowiedni przełącznik pozwalający dobrać właściwy współczynnik do kalibracji. Rys. 4.3 pokazuje schemat logiczny gazowego kalibratora aktywności.



Rys. 4.3 Schemat kalibratora aktywności

Komór jonizacyjnych używamy też do dozymetrii poziomu promieniowania – głównie pomiaru mocy dawki¹⁴ (np. w Gy/h) w pomieszczeniach. Typowy wygląd takich przyrządów przedstawia rys. 4.4. Czułość komory określa w zasadzie czułość miernika natężenia prądu. Typowe komory rejestrują dawki ekspozycyjne¹⁵ poniżej 1 mR dla fotonów o energiach w zakresie 10 keV – 1 MeV.



Rys. 4.4 Typowy wygląd przyrządu do pomiaru mocy dawki

¹⁴ Pojęcie dawki i mocy dawki wyjaśnione jest w wykładzie "Promieniotwórczość, jej zastosowania i elementy ochrony radiologicznej". Moc dawki oznacza wielkość dawki w jednostce czasu

¹⁵ Wielkość ładunku wytwarzanego w jednostce masy suchego powietrza. 1 R (rentgen) odpowiada wytwarzaniu w tym powietrzu ładunku 2,58 \cdot 10⁻⁴ C (lub 2 \cdot 10⁹ par jonów) na kilogram

Ponieważ na elektrodach komory jonizacyjnej zbiera się całkowity wytworzony ładunek, ten zaś jest proporcjonalny do liczby wytworzonych par jonów w gazie komory, mierzone natężenie prądu będzie pokazywało tempo depozycji energii promieniowania jonizującego w gazie. Tempo to będzie zatem wskaźnikiem mocy dawki, przynajmniej dla promieniowania, które przechodzi przez okienko komory i pozostawia swoją całą energię wewnątrz komory. Komory jonizacyjne wykorzystywane do pomiaru mocy dawki (rys. 4.4) podają ją często w rentgenach lub milirentgenach na godzinę. W wypadku kalibratora dawki (rys. 4.3) komora jonizacyjna otacza wnękę, w której umieszczony jest materiał promieniotwórczy. Zwróćmy jednak tu uwagę, że kalibrator dawki pozwala nam na podanie jedynie aktywności preparatu, bez względu na rodzaj promieniowania.

Komory jonizacyjne są używane także jako dawkomierze indywidualne (dozymetry osobiste). Idea tej komory jest następująca. Wewnątrz komory umieszczamy proste, odizolowane od ścianek włókienko, które ładujemy dodatnio. Włókienko to jest umieszczone na również dodatnio naładowanej ramce, dzięki czemu jest od tej ramki odpychane. Wpadający do dawkomierza promieniowanie jonizuje gaz, a powstałe ładunki neutralizują ładunek wprowadzony początkowo na włókno, co powoduje zmianę jego położenia, kierując włókno ku centrum komory. Położenie włókna można oglądać przez przezroczyste okienko poprzedzone systemem optycznych soczewek. Taki dawkomierz po kalibracji jest prostym, efektywnym, a w dodatku tanim urządzeniem pozwalającym pracownikowi na szybkie odczytanie dawki zdeponowanej w jego organizmie. Czułość tego typu dozymetrów pozwala mierzyć dawki ekspozycyjne do kilkuset milirentgenów.

4.3.4 Liczniki proporcjonalne

Jak wspomnieliśmy, jeśli detektor gazowy pracuje w obszarze III różnicy napięć (rys. 4.2), jest wtedy licznikiem proporcjonalnym. Tu gazem będzie nie tyle powietrze, ile raczej metan lub mieszanina metanu i argonu. Taki typ detektora jest szczególnie użyteczny, gdy chcemy szybko zorientować się z jakim rodzajem promieniowania mamy do czynienia. Omawiając działanie detektora gazowego podkreślaliśmy, że wysokość impulsu jest większa dla cząstek alfa niż dla beta, a ta większa niż dla promieniowania gamma. Właśnie ta własność może być wykorzystana dla naszego celu. Nie zmienia to faktu, że w praktyce mamy problemy z rejestracją niskoenergetycznego promieniowania, dla którego rejestracji należy zastosować

np. ultracienkie okienko. Takie okienko będzie jednak przepuszczać trochę gazu roboczego, w związku z czym należy ten gaz w sposób ciągły uzupełniać, co tworzy tzw. detektor przepływowy.

4.3.5 Liczniki Geigera-Müllera

Gazem roboczym w większości liczników Geigera-Müllera jest argon z małą domieszką innych gazów, jak metan lub chlorki organiczne. Stosowane okienka w licznikach o geometrii sztorcowej, a więc takiej, w której promieniowanie wchodzi do środka właśnie przez okienko, są najróżniejsze: od cienkich metali do okienek z miki, ewentualnie pokrywanej dla usztywnienia warstewką metalu. Dla rejestracji promieniowania gamma często wykorzystywana jest nieco grubsza warstwa metalu, z której fotony wybijają wtórne elektrony, a te z kolei jonizują gaz.

Licznik Geigera-Müllera nie rozróżnia rodzaju wpadającego doń promieniowania, gdyż bez względu na rodzaj promieniowania wykorzystuje się maksymalną możliwą jonizację gazu. Bardzo istotną w tej sytuacji sprawą jest długość czasu martwego detektora, który wynosi 100 – 500 µs – dopiero po takim czasie następuje przerwanie wyładowania wewnątrz detektora i powstaje możliwość jego ponownego zainicjowania przez kolejną cząstkę. Właśnie dla możliwie szybkiego przerwania wyładowania stosujemy dodatki gazowe, które absorbują energię kinetyczną elektronów, dzięki czemu ułatwiają ich rekombinację z jonami dodatnimi. O ile tego typu licznik jest dobrym miernikiem poziomu promieniowania, jego wydajność silnie zależy od energii, szczególnie promieniowania gamma, co wymusza precyzyjną kalibrację energetyczną przyrządu do pomiaru np. mocy dawki, opartego o liczniki G-M. Innym problemem detektorów tego typu jest ich bieg własny, wynikły często z faktu znajdowania się w obudowie detektora śladowych ilości nuklidów promieniotwórczych. Tworzy to charakterystyczne tło promieniowania, które należy uwzględniać w precyzyjnym pomiarze efektu.

4.3.6 Liczniki scyntylacyjne

W detektorze scyntylacyjnym, rys. 4.5, energia fotonu zostaje przekazana na powstanie błysku świetlnego - scyntylacji. Powstające światło pada na fotokatodę fotopowielacza, wybija z niej elektrony, które są przyspieszane w polu elektrycznym pomiędzy serią elektrod, tzw. *dynod*, z których wybijają kolejne elektrony. W rezultacie fotopowielacz multiplikuje liczbę elektronów i daje impuls elektryczny.



Rys. 4.5 Schematyczny wygląd licznika scyntylacyjnego

Kryształy w detektorach scyntylacyjnych absorbują kwanty gamma i przekształcają ich energię w energię impulsów świetlnych. Najpowszechniejszym kryształem używanym w detektorach jest NaI aktywowany talem. NaI jest izolatorem i energia fotonu emitowanego przy przejściu od pasma przewodnictwa do pasma walencyjnego jest dość wysoka, co owocuje kiepską wydajnością układu. Rolą talu w NaI, czyli tzw. *aktywatora* jest stworzenie poziomów energetycznych wewnątrz przerwy i w rezultacie spowodowanie deekscytacji o mniejszej energii fotonów. W dużym uproszczeniu można mechanizm postrzegać w ten sposób, że foton gamma przekazuje swoją energię elektronom w procesach fotoelektrycznym i rozpraszania komptonowskiego, a każdy z powstałych, wysokoenergetycznych elektronów w krysztale. Energia tych wzbudzeń jest następnie emitowana w postaci fotonów światła widzialnego w liczbie około 40 na każdy kiloelektronowolt energii kwantu gamma. Kryształ

scyntylatora powlekany jest od strony wiązki warstwą odbijającą światło, od strony fotopowielacza używa się natomiast tzw. *smaru optycznego* pozwalającego wniknąć maksymalnej ilości światła do fotopowielacza. Ten smar ma współczynnik załamania taki sam jak kryształ scyntylatora i szklane okienko (*fotokatoda*) fotopowielacza.

Wydajność tego typu detektora zależy w dużym stopniu od rozmiarów kryształu. Im większa powierzchnia wejściowa kryształu, tym więcej fotonów gamma może on zarejestrować. Należy jednak pamiętać, że nie wszystkie fotony wchodzące do kryształu są przez ten kryształ pochłaniane. Tu decydującymi parametrami jest energia fotonu i grubość kryształu. Im wyższa energia fotonów tym dla uzyskania takiej samej wydajności potrzeba na ogół grubszego kryształu. Typowe grubości scyntylatora wynoszą od części centymetra do kilku centymetrów. Dla rejestracji fotonów o energii 140 keV (np. z rozpadu ^{99m}Tc) typowe grubości kryształu NaI wynoszą 0,6 - 1,2 cm. Z kolei wytworzenie jednego fotoelektronu wylatującego z fotokatody wymaga na ogół około 4 do 6 fotonów światła widzialnego uderzających w fotokatodę.

Detektory scyntylacyjne możemy używać do bezpośredniej obserwacji promieniowania wychodzącego ze stosunkowo niewielkich źródeł. W takich wypadkach, dla zdefiniowania kierunku promieniowania, stawiamy na ogół kolimator przed detektorem. *Detektorów wnękowych* możemy z kolei użyć dla pomiaru aktywności preparatu. W wypadku źródeł beta-promieniotwórczych wygodną rzeczą jest użycie scyntylatora ciekłego, do którego możemy domieszać materiału promieniotwórczego. W takich wypadkach ciecz scyntylacyjna składa się na ogół z trzech składowych: rozpuszczalnika, scyntylatora pierwotnego i scyntylatora wtórnego. Pierwotny scyntylator służy do zamiany energii promieniowania beta na światło. Część tego światła ma energię w obszarze nadfioletu, na który detektor jest mniej czuły. Scyntylator wtórny absorbuje światło nadfioletowe i emituje światło z obszaru rejestrowanego z większą wydajnością.

Typowy *fotopowielacz* ma kształt walca o długości ok. 15 cm i średnicy 2,5 do 5 cm. Od strony kryształu scyntylatora ma, jak wspomnieliśmy, przezroczyste okienko pokryte cienkim materiałem fotokatody. Wskutek efektu fotoelektrycznego z fotokatody są wybijane elektrony. Liczba wybijanych elektronów jest proporcjonalna do liczby scyntylacji w krysztale scyntylatora, ta zaś z kolei jest proporcjonalna do energii padającego kwantu gamma. Liczba ta jest jednak tak mała, że jej bezpośrednia obserwacja byłaby niemożliwa.

Dlatego też impuls elektryczny, który mogłyby one powodować należy wzmocnić i to jest właśnie zadaniem fotopowielacza. Zadanie to wypełniają *dynody* zasilane z zasilacza wysokiego napięcia poprzez dzielnik napięcia, powodujący, że różnica potencjałów pomiędzy kolejnymi dynodami jest stała, a potencjał dodatni stopniowo wzrasta od dynody do dynody. Oczywiście potencjał fotokatody jest ujemny względem pierwszej dynody. Liczba elektronów zbieranych na ostatniej elektrodzie jest w przybliżeniu milion razy większa niż liczba elektronów wybitych z fotokatody. Sygnał ten jest wciąż jednak niezbyt wielki i dlatego też konieczną rzeczą jest użycie dodatkowo przedwzmacniacza i *wzmacniacza liniowego*, tj. takiego, który wzmacnia każdy sygnał w taki sam sposób. Przedwzmacniacz znajdujący się w pobliżu fotopowielacza zwiększa ładunek do poziomu pozwalającego płynąć mu przez kable do wzmacniacza. Ten wzmacnia sygnał około 1000 razy.

W opisie ilościowym widzimy, że amplituda V sygnału końcowego jest proporcjonalna do jasności scyntylacji, a ta do energii kwantów gamma E_d zdeponowanej w scyntylatorze. Ponadto, na wartość V ma wpływ wydajność scyntylatora L_{eff} w zdolności konwersji deponowanej energii gamma na światło. Kolejnymi parametrami, do których amplituda V jest proporcjonalna, to wzmocnienie fotopowielacza G_{pm} oraz wzmacniacza G. Ostatecznie

$$V = \text{const} \cdot E_d \cdot L_{\text{eff}} \cdot G_{\text{pm}} \cdot G \tag{4.4}$$

Oczywiście G_{pm} zależy od wysokiego napięcia przyłożonego do fotopowielacza. Należy tu jednak zwrócić uwagę, że kwanty gamma o określonej energii E_{γ} nie zawsze deponuja identyczną energię w scyntylatorze. Absorbowana energia E_d zależy bowiem od rodzaju oddziaływania (fotoelektryczne, komptonowskie, produkcja par). W szczególności, w odddziaływaniu komptonowskim i produkcji par deponowana energia jest niższa od E_{γ} . Dlatego też staramy się rejestrować tylko impulsy powstałe z efektu fotoelektrycznego.

4.3.7 Widmo impulsów z detektorów scyntylacyjnych i półprzewodnikowych

Ponieważ wysokość impulsu z detektora scyntylacyjnego jest proporcjonalna do energii padającego promieniowania, ono zaś z kolei nie musi być monochromatyczne, a ponadto może pochodzić z różnych źródeł, w tym z promieniowania kosmicznego (szumy elektroniki stanowią oddzielny problem), należy poświęcić mu trochę uwagi. Przede wszystkim

z detektorem musi być sprzężony układ akwizycji danych, np. jedno- lub wielokanałowy *analizator amplitudy*. Istotną cechą wzmacniacza jest ta, że amplituda impulsu jest proporcjonalna do zaabsorbowanej energii promieniowania gamma. Amplituda każdego sygnału jest następnie notowana w komórkach pamięci analizatora amplitudy, który rejestruje liczbę impulsów w każdym kanale analizatora. W wielu wypadkach interesują nas tylko impulsy o określonej wysokości, a więc odpowiadające konkretnej wartości energii (z dokładnością do szerokości amplitudowej lub energetycznej kanału).

Nawet jeśli promieniowanie gamma padające na detektor jest ściśle monochromatyczne, odpowiedź detektora, a więc obserwowane widmo będzie miało co najmniej dwie składowe: impuls pochodzący z oddziaływania fotoelektrycznego (tzw. *fotopik*) oraz pewien rozkład amplitud związany z oddziaływaniem komptonowskim.

Fotopik nie jest "szpilką" lecz ma kształt dzwonowy, co związane jest ze statystycznością procesów rejestracji. Prócz efektu fotoelektrycznego, w tym obszarze amplitud będziemy obserwowali wkład od jednego lub kilku procesów komptonowskich. Nawet jeśli ich wkład będzie niezbyt znaczący, pomiędzy absorpcją kwantu gamma a utworzeniem się impulsu elektrycznego zachodzi wiele procesów, które nie do końca są przez nas kontrolowane:

- nie wszystkie fotony w błyskach świetlnych wywołają impuls na fotokatodzie, gdyż ich część będzie pochłonięta już w samym scyntylatorze. Pochłanianie to będzie zależne od miejsca, w którym powstaje foton;
- Liczba elektronów wyemitowanych z fotokatody podlega fluktuacjom statystycznym;
- Podobne fluktuacje statystyczne będą dotyczyły emisji elektronów z kolejnych dynod.

W wyniku tych wszystkich procesów fotopik ulega poszerzeniu, a jego szerokość w połowie wysokości (FWHM) określa jakość detektora. FWHM podaje się często jako procent średniej wysokości impulsu (lub energii fotonu). Typowa szerokość połówkowa detektora scyntylacyjnego w obszarze 100 keV, to kilkanaście procent. Zależy ona od jakości kryształu scyntylatora, fotopowielacza i stabilności układu elektronicznego. Zła transmisja światła od kryształu do fotopowielacza, czy pęknięcie kryształu znakomicie pogarsza zdolność rozdzielczą detektora. Oczywiście, im gorsza zdolność rozdzielcza, tym trudniej rozróżnić impulsy wywodzące się z różnych źródeł.

Rozpraszanie komptonowskie stanowi istotną część obserwowanego widma amplitudowego. Jak już mówiliśmy, w rozpraszaniu tym foton traci tylko część swej energii, przy czym najwięcej podczas rozpraszania wstecznego. Rozproszony foton deponuje więc energię od zera (rozpraszanie na wprost) do energii maksymalnej, odpowiadającej rozpraszaniu wstecznemu. Np. foton o energii 140 keV w wyniku wstecznego rozproszenia komptonowskiego będzie miał energię ok. 90 keV, a więc przekaże do kryształu maksymalnie 50 keV. Energia ta znana jest pod nazwą *krawędzi komptonowskiej*. Położenie tej krawędzi można stosunkowo łatwo obliczyć ze wzoru (wynikającego z energii wstecznie rozpraszanych fotonów):

$$E_{krawera} = \frac{E_0^2}{E_0 + 255.5} , \qquad (4.5)$$

gdzie E_0 jest energią fotonu padającego w keV. Oczywiście, wielokrotne rozpraszania komptonowskie oraz procesy statystyczne będą rozmywały odpowiedź detektora również w komptonowskiej części widma amplitudowego.



Rys. 4.6. Składowa widma wprowadzana przez rozpraszanie komptonowskie w krysztale detektora. Obszar pomiędzy fotopikiem a plateau komptonowskim (tu od zera do 60 keV) nazywany jest czasem *doliną komptonowską*.

Tak więc widmo obserwowane w wyniku efektu fotoelektrycznego i nakładającego się nań rozpraszania komptonowskiego w krysztale detektora wygląda jak na rys. 4.6. Korzystając np. z fotonów o energii 140 keV zaobserwujemy obok fotopiku o tej energii także ciągły rozkład energii w obszarze od ok. 20 do 140 keV (rys.4.7), pochodzący od rozproszeń komptonowskich wewnątrz badanego materiału. Należy zaznaczyć, że w pełnym widmie rejestrowanym przez detektor może znaleźć się także składowa pochodząca od komptonowskiego rozpraszania fotonów na materiałach (np. ołów) otaczających detektor czy preparat. Linia komptonowska w takich wypadkach jest odseparowana od fotopiku (rys. 4.8), chyba że rozpraszanie komptonowskie zachodzi pod bardzo małymi kątami.



Rys. 4.7 Nakładanie się efektu rozpraszania komptonowskiego w materiale na fotopik

Obszar plateau komptonowskiego odnosi się do energii elektronów mniejszych od wartości energii przy rozpraszaniu komptonowskim. Ponieważ w rzeczywistości mamy do czynienia z rozpraszaniami wielokrotnymi w obszarze doliny komptonowskiej, pomiędzy plateau komptonowskim a fotopikiem, liczba impulsów jest różna od zera.

Kolejnym efektem obserwowanym w widmie jest pojawianie się *charakterystycznego* promieniowania rentgenowskiego od materiałów otaczających badane obiekty, włączając

osłonę detektora, typowo od ołowiu (77 keV). Mechanizm jest prosty: kwant gamma powoduje wyrzucenie elektronu z powłoki K atomu i jego energia zmniejsza się zatem o energię wiązania elektronu na powłoce K. W wyniku zapełniania tej powłoki przez elektrony z wyższych powłok pojawia się promieniowanie rentgenowskie o energii niemal identycznej z energią wiązania elektronu na orbicie K. Jeśli taki foton promieniowania charakterystycznego pojawi się w wyniku przejść rentgenowskich np. w jodzie wewnątrz kryształu detektora, wówczas może to skutkować dwoma efektami: albo foton przekaże całą swą energię wewnątrz kryształu i wtedy całkowita zdeponowana energia będzie równa energii padającego kwantu gamma, albo też foton rentgenowski ucieknie z kryształu, co będzie oznaczać, że zdeponowana w krysztale energia będzie obniżona o energię fotonu rentgenowskiego – 28 keV w wypadku jodu. W widmie obserwowanym przy użyciu detektora scyntylacyjnego ze scyntylatorem NaI(TI) należy się zatem spodziewać pojawienia się maksimum przy energii 140 keV - 28 keV = 112 keV. Nazywa się ono *pikiem ucieczki*.



Rys. 4.8 Linia odpowiadająca energii 77 keV, pochodząca z komptonowskiego rozpraszania promieniowania gamma o energii 140 keV na bloku ołowianym.

Takich pików ucieczki, z reguły o niewielkim natężeniu w porównaniu z natężeniem fotopiku, możemy mieć więcej, jeśli foton wyrzuci więcej elektronów z powłok K

pierwiastków znajdujących się w krysztale scyntylatora. Opisaną sytuację ilustruje rys. 4.9. W końcowym wyniku uzyskujemy bardzo złożone widmo amplitudowe nakładające się na fotopik, patrz rys. 4.10. Jeśli zatem chcemy rejestrować jedynie fotopik, musimy w naszym zestawie pomiarowym dysponować jednokanałowym analizatorem amplitudy, który będzie "wycinał" okno interesujących nas amplitud (rys. 4.11).



Rys. 4.9 Pik ucieczki związany z promieniowaniem rentgenowskim umykającym z kryształu.

Ostatnim efektem, na który chcielibyśmy zwrócić uwagę, to *nakładanie się pików* o różnych amplitudach. Jeśli w jednej chwili (typowo w granicach 0,25 µs) do detektora wpadną dwa kwanty gamma o różnych energiach, ich efekty mogą się nałożyć na siebie i w rezultacie wyprodukować sygnał o amplitudzie odpowiadającej sumie obu energii. Np. w rozpadzie ¹²⁵I powstaje promieniowanie rentgenowskie o energii 28 keV, a temu kwantowi towarzyszy często kolejny o tej samej energii, co powoduje, że w widmie amplitudowym pojawia się pik odpowiadający energii 56 keV. Podobnie w ¹¹¹In mamy jednoczesne emisje promieniowania o energii 173 keV i 247 keV, co powoduje obserwowanie pików o energii 420 keV. Aby

otrzymać takie maksima pochodzące z sumowania się dwóch energii nie jest rzeczą konieczną, aby oba kwanty gamma oddziaływały jedynie fotoelektrycznie, gdyż nakładać się na siebie mogą sygnały z efektu fotoelektrycznego i np. komptonowskiego.



Rys. 4.10 Schematyczny wygląd widma amplitudowego z detektora scyntylacyjnego.



Rys. 4.11 Wycinanie interesującego obszaru fotopiku z całego, złożonego widma rejestrowanego w wielokanałowym analizatorze amplitudy.

Reasumując, obserwowany rozkład amplitud jest dość złożony, patrz rys. 4.12, a rozróżnienie wszystkich składowych nie zawsze jest łatwe, szczególnie przy niewielkiej zdolności rozdzielczej. Pod tym względem górują detektory półprzewodnikowe Ge(Li), lub z bardzo czystego germanu (HP Ge), które charakteryzuje znacznie lepsza zdolność rozdzielcza. Ceną tej zdolności jest jednak znaczne osłabienie wydajności detektora.



Rys. 4.12 Widmo amplitudowe promieniowania gamma pochodzącego ze źródła ²⁴Na, rejestrowane przy użyciu detektora scyntylacyjnego NaI(Tl). W widmie widać dwa fotopiki, związane z energiami 2,754 i 1,369 MeV. Wysoka energia promieniowania gamma powoduje powstawanie par elektron-pozyton. Te ostatnie w oddziaływaniu z elektronami w krysztale NaI powodują powstawanie dwóch kwantów anihilacyjnych o energiach 0,511 MeV każdy. Widoczne w widmie piki ucieczki są związane z uciekaniem jednego (pik pierwszy, o większej energii) lub obu tych kwantów (pik o niższej energii). Dodatkowy pik "anihilacyjny" związany jest z rejestracją kwantu powstającego poza kryształem NaI. Oprócz efektów rozproszeń komptonowskich widać także pik pochodzący od wstecznego rozpraszania fotonów od materiału znajdującego się w źródłe ²⁴Na.

Aby wymienić wszystkie niepożądane efekty dodamy, że niektóre nuklidy mogą emitować nie jeden lecz kilka fotonów. Jeśli dwa z tych fotonów wpadną do kryształu scyntylatora w tej samej chwili, detektor zarejestruje je jako pojedyncze zdarzenie o amplitudzie będącej sumą amplitud pochodzących od obu fotonów. W wyniku otrzymamy pik koincydencyjny.

Podobnie do czasu martwego w detektorach gazowych, tu mamy do czynienia z czasem relaksacji związanym z niezbędnym czasem potrzebnym na konwersję energii promieniowania na energię fotonów światła widzialnego. Ten czas w kryształach NaI(Tl) wynosi typowo 230 ns. Jeśli w tym czasie do scyntylatora wpadnie kolejny kwant gamma, jego sygnał nałoży się na poprzedni i nie będzie zanotowany jako oddzielne zdarzenie, a mierzona energia będzie sumą energii obu kwantów gamma.

4.3.8 Detektory półprzewodnikowe

Najwcześniej używanymi detektorami półprzewodnikowymi były detektory krzemowe do rejestracji promieniowania alfa. Miały one grubość paru milimetrów, a wysoka czystość chemiczna zapewniała im wystarczającą oporność potrzebną do pracy nawet w temperaturze pokojowej. Ponieważ opór półprzewodników wzrasta przy obniżeniu temperatury, ich energetyczna zdolność rozdzielcza poprawia się w niskich temperaturach. Ten efekt temperaturowy obserwowany przy użyciu detektora GaAs pokazany jest na rys. 4.13.

Małe rozmiary oraz względnie mała gęstość krzemu (2,33 g/cm³) czyni je nieprzydatnymi dla spektrometrii gamma. Obecnie jedynie detektory germanowe (gęstość 5,4 g/cm³) w temperaturze ciekłego azotu pozwalają na efektywne prowadzenie rejestracji kwantów gamma o energiach aż do kilku megaelektronowoltów.

Jonizacja atomów w półprzewodnikach wytwarza pary elektron-dziura. Dziury poruszają się w krysztale podobnie jak elektrony i można je sobie wyobrażać jako dodatnio naładowane cząstki elementarne powstające przy usunięciu elektronu. Średnia energia potrzebna do stworzenia pary elektron-dziura wynosi około 3 eV, a więc około dziesięciokrotnie mniej niż potrzeba dla zjonizowania atomu w gazie. W półprzewodniku zatem cząstka o danej energii produkuje dziesięciokrotnie więcej nośników prądu niż w gazie. To właśnie jest główną

energetycznej zdolności rozdzielczej detektorów przyczyną znakomicie lepszej półprzewodnikowych. Jak bardzo energetyczne zdolności rozdzielcze detektorów półprzewodnikowych są lepsze od zdolności rozdzielczych detektorów scyntylacyjnych pokazuje rys. 4.14. Pary elektron-dziura produkowane są wskutek niezależnych procesów podlegających wariacjom statystycznym. Czynnik Fano F we wzorze (4.2) na energetyczną zdolność rozdzielczą detektora uwzględnia właśnie tę własność detektorów.



Rys. 4.13 Widmo amplitudowe źródła amerykowego (²⁴¹Am) rejestrowane w detektorze półprzewodnikowym GaAs w temperaturze (a) 122 K i (b) 295 K. Lekkie przesunięcie widm względem siebie związane jest z nieco różnymi amplitudami dyskryminacji w obu pomiarach. Zauważmy, że nie tylko zmienia się zdolność rozdzielcza, ale także i szybkość zliczeń.



Rys. 4.14 Porównanie zdolności rozdzielczych detektora Ge(Li) i NaI(Tl)

4.4 Detekcja neutronów

4.4.1 Detekcja neutronów termicznych

Neutrony, podobnie jak promieniowanie gamma, nie niosą ładunku elektrycznego, a więc ich rejestracja wymaga wykorzystania oddziaływania pośredniczącego, które wytworzy cząstki naładowane. Jednak w odróżnieniu od np. światła, które może spowodować reakcję chemiczną w emulsji fotograficznej i "zarejestrować" swą obecność w taki właśnie sposób, do rejestracji neutronów należy wykorzystać reakcje jądrowe, w wyniku których powstaną elektrony, protony, cząstki α lub inne cząstki naładowane. Jak to zwykle bywa, sposób detekcji i jej wydajność silnie zależy od energii neutronów, które chcemy rejestrować, stąd też istnieje mnogość różnych rozwiązań technicznych.

Przypomnijmy, że w pierwszych eksperymentach Bothego i Beckera, Curie i Joliot oraz Chadwicka rejestracja neutronów była możliwa dzięki zarejestrowaniu protonów odrzutu. Protony te mogły jonizować atomy gazu, w wyniku czego powstawały elektrony, które po przybyciu do anody powodowały zmianę jej potencjału. Detektorem był tu więc zasadniczo *licznik Geigera-Müllera* (G-M), a różnica potencjałów między anodą a katodą musiała być większa od ok. 1000 V, aby rozseparowanie ładunków dodatnich i ujemnych następowało z szybkością pozwalającą na zarejestrowanie kolejnych neutronów.

Elektron, proton lub jakakolwiek inna cząstka o ładunku elementarnym poruszająca się w kondensatorze o pojemności 1 pF wywołuje zmianę potencjału na okładce kondensatora rzędu 0,1 µV. Jeśli w liczniku G-M napięcie robocze wynosi 1000 V oznacza to zmianę potencjału o jedną dziesięciomiliardową. Aby zatem zarejestrować cząstkę należy dysponować znacznie większymi ładunkami niż pojedyncze elektrony. Jest to możliwe dzięki atomów gazu roboczego w detektorze. Na efekt końcowy ma jonizacjom wtórnym zasadniczy wpływ prędkość neutronu. Im jest ona mniejsza, tym neutron spędza więcej czasu w detektorze i ma wieksze prawdopodobieństwo wywołania reakcji, w wyniku której powstanie cząstka naładowana. Z dobrym przybliżeniem można powiedzieć, że prawdopodobieństwo detekcji neutronu o energii nawet do kilku megaelektronowoltów jest odwrotnie proporcjonalne do prędkości neutronu. W wypadku powolnych neutronów należy jeszcze pamiętać, że neutron może tracić swoją energię w detektorze wskutek rozproszeń niespreżystych. Proces ten będzie powodował grzanie detektora, jednak tego, skądinąd słabego efektu nie bedziemy tu rozpatrywali.

Przypomnijmy, że typowa energia potrzebna do wytworzenia pary jonów w detektorze, to ok. 35 eV. Wynika stąd, że neutrony o energiach mniejszych od tej wielkości nie mogą powodować jonizacji bezpośredniej, nie wspominając o tym, że bezpośrednia jonizacja jest generalnie mało prawdopodobna z racji dużej różnicy mas neutronu i elektronu. Zresztą, jak się okazuje, detektor neutronów, który korzystałby z typowego procesu jonizacji, w którym powstają i rejestrowane są elektrony, musiałby mieć stosunkowo duże wymiary, gdyż gęstość jonizacji byłaby niewielka, a średnia droga swobodna elektronu jest także stosunkowo długa. Tu wygodnymi do spowodowania detekcji są wywołane przez neutrony reakcje jądrowe, w wyniku których powstają hadrony: protony lub cząstki alfa. Oczywiście procesy jonizacji wywołanej cięższymi cząstkami i/lub cząstkami o większym ładunku niż elementarny są znacznie częstsze, gdyż przekrój czynny na jonizację rośnie z kwadratem ładunku. Z grubsza biorąc, cząstka o ładunku *ne*, gdzie *n* – liczba całkowita, przelatująca obok ładunku *Ze*, oddziałuje z nią siłą proporcjonalną do nZe^2 . Praca wykonywana przez siłę kulombowską będzie także proporcjonalna do tej wielkości i spowoduje zmianę pędu cząstki, a więc i jej energii. Jeśli zmianę pędu oznaczymy jako Δp , to zmiana energii kinetycznej cząstki wyniesie $(\Delta p)^2/2m$, gdzie *m* – masa cząstki, a więc będzie proporcjonalna do (nZe²)².

W detekcji neutronów powolnych wykorzystuje się z reguły reakcje jądrowe, o których wspominaliśmy już w rozdziale II, patrz (2.18):

$${}^{3}_{2}\text{He} + n \rightarrow {}^{3}_{1}\text{H} + p$$

$${}^{10}_{5}\text{B} + n \rightarrow {}^{7}_{3}\text{Li} + \alpha + 2,79\text{MeV} \qquad (6\%)$$

$${}^{10}_{5}\text{B} + n \rightarrow {}^{7}_{3}\text{Li}^{*} + \alpha + 2,31\text{MeV} \qquad (94\%)$$

$${}^{7}_{3}\text{Li}^{*} \rightarrow {}^{7}_{3}\text{Li} + \gamma(0,48\text{MeV})$$

$$(4.4)$$

a także

$${}_{3}^{6}\text{Li} + n \rightarrow {}_{1}^{3}\text{H} + \alpha + 4,78\text{MeV}$$
 (4.5)

We wszystkich tych reakcjach produkowany jest albo proton albo cząstka α .

Pierwsza z reakcji (4.4) oraz reakcja (4.5) to procesy najczęściej wykorzystywane w detekcji neutronów termicznych przy użyciu *gazowych detektorów proporcjonalnych*, napełnianych albo trójfluorkiem boru (BF₃) wzbogaconym w izotop ¹⁰B, albo helem wzbogaconym w izotop ³He. W pierwszych konstrukcjach detektory były wykonywane w formie cylindrów z cienkim drutem anody w osi cylindra, patrz rys. 4.15. Obudowa detektora była uziemiona, a typowe napięcie robocze wynosiło kilka tysięcy woltów. Wydajność detekcji takich detektorów jest prostą funkcją ciśnienia gazu, odpowiednio unormowanego przekroju czynnego¹⁶ na absorpcję neutronu i długość obszaru czynnego detektora:

$$\eta = 1 - e^{-\sigma_a p l} \tag{4.6}$$

¹⁶ Jeśli strumień neutronów w reaktorze wynosi $\Phi = nv$ (gdzie v - prędkość neutronów, a <math>n - liczba neutronów na cm³), próbka ma powierzchnię 1 cm² i grubość x, a gęstość jąder wynosi N/cm^3 , wychwyt neutronów następuje z prędkością $nv\sigma_tNx$, gdzie σ_a oznacza przekrój czynny na absorpcję. W podobny sposób definiujemy inne przekroje czynne, patrz także rozdz. I.



Rys. 4.15 Schemat typowego gazowego detektora proporcjonalnego

Jak widać, dla zapewnienia wysokiej wydajności detektora należy albo dysponować detektorem odpowiednio długim, albo też napełniać go gazem pod odpowiednio wysokim ciśnieniem. Ze względu na wyższy przekrój czynny na absorpcję, detektory helowe są na ogół krótsze i wymagają niższych ciśnień. Dzisiejsze detektory w obszarze neutronów termicznych mają wydajności bliskie 100%. Ponadto, odpowiedni układ elektryczny pozwala nie tylko zarejestrować neutron, ale także i miejsce jego rejestracji w detektorze. Detektor o takiej własności nosi nazwę *detektora pozycyjnego*. Jego ideę przedstawia rys. 4.16.



Rys. 4.16 Liniowy detektor pozycyjny

Ładunek "rejestrujący się" na anodzie w miejscu x dzieli się na dwa, z których każdy jest odwrotnie proporcjonalny do oporności części drutów odpowiednio o długościach x i *l*-x. Położenie x można teraz zlokalizować albo z wartości względnego napięcia, tj.

$$x \approx U_1 / (U_1 + U_2)$$
 (4.7)

albo z analizy kształtu impulsu, którego narastanie jest proporcjonalne do odległości *x*. Można w ten sposób uzyskać przestrzenną zdolność rozdzielczą rzędu 1 mm przy wydajności detekcji rzędu 80%. Dalsze usprawnienie tego typu detektora, to detektor pozycyjny dwuwymiarowy, a także detektor pozycyjny wygięty w taki sposób, że tworzy wokół badanej próbki łuk okręgu (detektor typu "banan").

Następną grupą detektorów, o której chcemy wspomnieć, to grupa detektorów zwanych komorami rozszczepieniowymi. Detektory te wykorzystują zjawisko rozszczepienia zainicjowane pochłonięciem neutronu. Fragmenty rozszczepienia są właśnie tymi cząstkami, które są odpowiedzialne za pierwotną jonizację ośrodka komory. Jako jąder rozszczepialnych można tu użyć wiec izotopów ²³³U, ²³⁵U, ²³⁷Np czy ²³⁹Pu. Konstrukcja detektora jest stosunkowo prosta (rys. 4.17). Na płytkę w komorze naniesiona jest cienka warstwa materiału rozszczepialnego. Ponieważ wszystkie wymienione wyżej materialy są alfapromieniotwórcze, układ zbierający musi umieć oddyskryminować efekt przyjścia neutronu, a więc jonizacji wywołanej powstaniem fragmentów rozszczepienia, od sygnału związanego z jonizacją wywołaną cząstkami alfa. Z powodów wyjaśnionych wyżej, fragmenty rozszczepienia będą znacznie efektywniej jonizowały ośrodek detektora niż cząstki alfa. Aby więc efekt szybszych cząstek alfa zmniejszyć, gaz w komorze powinien mieć niewielką objętość, tym bardziej, że fragmenty rozszczepienia zatrzymuja się już na bardzo bliskich odległościach od miejsca ich powstania (ich zasięg w powietrzu to zaledwie ok. 2 cm). Gazem roboczym w komorze może być np. argon. Ciśnienie gazu jest rzędu kilku megapaskali¹⁷.

Typowe grubości materiału rozszczepialnego są niewielkie i wynoszą ok. 100 µg/cm². Wydajności tego typu detektorów więc także nie mogą być duże, choćby dlatego, że przez tak cienkie warstwy większość neutronów przeniknie bez wywoływania rozszczepienia,

¹⁷ R.A.Nobles, A.B.Smith, Nucleonics 14 (1956) 60

i wynoszą na ogół ok. 1%. Niska wydajność może być jednak zaletą, jeśli się chce monitorować strumień wiązki lub użyć takiej komory do pomiaru strumieni neutronów wewnątrz reaktora. Przy silnych strumieniach bowiem czas martwy typowego licznika gazowego jak BF₃ nie będzie pozwalał na zarejestrowanie wszystkich neutronów. Jak mówimy, licznik by się "zatykał". Tu jednak przy dużych częstościach zliczeń następuje automatyczne przejście na pomiar natężenia prądu w komorze.



Rys. 4.17 Schemat ideowy komory rozszczepieniowej

Omawiane wcześniej *detektory scyntylacyjne* okazały się także bardzo przydatne wszędzie tam, gdzie energia neutronu wyznaczana jest przez pomiar czasu przelotu od miejsca jego emisji do detektora. Stosunkowo duże rozmiary detektorów gazowych powodują, że tam, gdzie jest nam potrzebna wysoka czasowa zdolność rozdzielcza i istnieje potrzeba efektywnej rejestracji neutronów w granicach 1 mm, rozmiar detektora gazowego o takiej długości czynnej nie pozwoliłby na prowadzenie rejestracji z sensowną wydajnością i tu właśnie przydają się detektory scyntylacyjne. Detektory te, a w każdym razie ich robocza warstwa, wykonywane są w postaci szkła lub plastiku zawierającego bądź izotop ¹⁰B, bądź ⁶Li.

W pierwszych scyntylatorach, łatwych do samodzielnego wykonania, mieszało się siarczek cynku (ZnS) z B_2O_3 . W wyniku reakcji (n, α) na izotopie ¹⁰B powstawały wysokoenergetyczne cząstki alfa. Około 20% energii tych cząstek było przekształcanych na energię świecenia fluorescencyjnego. Ze względu na megaelektronowoltowe energie cząstek, w scyntylatorze powstawać mogło około 10⁵ fotonów z zakresu widzialnego, ich większość jednak była tracona wskutek naturalnych procesów absorpcyjnych, a także niskiej wydajności fotokatody. Ogólna wydajność układu była jednak niższa niż dla np. typowego gazowego detektora BF₃. Obecnie najczęściej używane są detektory plastikowe zawierające izotop ⁶Li,

a przebieg reakcji opisuje wzór (4.5). Jak z niego wynika, ciepło reakcji jest wysokie, bo aż 4,8 MeV, tak więc można wygenerować w układzie wiele fotonów. Przy grubości scyntylatora 2-3 mm można dziś rejestrować neutrony termiczne z wydajnością przekraczającą 90%. Pomimo wielu zalet, detektory scyntylacyjne mają jedną wadę, a mianowicie czułość na promieniowanie gamma. Dzięki temu, że kształt sygnału wywołanego tym promieniowaniem i neutronem jest różny, przy nie nazbyt silnych strumieniach fotonów amplitudy pochodzących od nich impulsów są mniejsze od amplitud impulsów pochodzących od neutronów. Oczywiście wydajność kryształu, szkła lub plastiku stanowiącego scyntylator rośnie z grubością od wartości zerowej aż do 100%. Niemniej jednak, jak zwykle, o zastosowaniu takiej a nie innej grubości decyduje cel, dla którego zdecydowaliśmy się użyć właśnie danego typu detektora.

Kończąc ten krótki przegląd metod detekcji nie sposób nie wspomnieć o rejestracji neutronów metodami fotografii konwencjonalnej lub cyfrowej. Ponieważ w szeregu reakcjach z neutronami powstaje promieniowanie gamma, to promieniowanie to można zarejestrować na filmie rentgenowskim lub korzystając z bardziej współczesnego dziś narzędzia, jakim jest kamera CCD¹⁸. Jeśli tak, to można zobaczyć obraz wiązki neutronów np. przechodzącej przez interesujący nas obiekt, tj. prześwietlić go na podobieństwo typowego prześwietlenia rentgenowskiego. Podobnie, jak w wypadku szkieł i plastików w detektorze scyntylacyjnym, tak i tu konwerterami neutronów, tj. materiałami przekształcającymi neutrony w promieniowanie gamma, są substancje zawierające izotopy litu lub boru. Takim konwerterem jest np. ⁶LiF zmieszany z ośrodkiem, w którym łatwo wzbudzić fluorescencję, jak np. w ZnS. Innym rozwiązaniem może być wykorzystanie materiałów silnie pochłaniających neutrony niskoenergetyczne, jak np. kadm czy gadolin. Film rentgenowski umieszczony za folią z kadmu lub gadolinu odtworzy więc rozkład neutronów we wiązce padającej na film.

¹⁸ Od ang. *Charge Coupled Device*

4.4.2 Metody aktywacyjne

Opisane w tym paragrafie metody dotyczą obrazowania rozkładu strumienia neutronów oraz pomiar tego rozkładu. Jeśli neutrony mają większe energie, to dobrymi konwerterami stają się materiały zawierające srebro, złoto lub ind. Powyższe materiały aktywują się w strumieniu neutronów i wykorzystuje je na ogół do rejestracji wysokich strumieni neutronów. Obrazowanie jest możliwe dzięki fotonom promieniowania gamma powstającego w wyniku aktywacji: fotony te mogą bowiem zaczerniać film rentgenowski. Podobnie, jak w detektorach gazowych, tak i tu przekrój czynny na wychwyt neutronu jest odwrotnie proporcjonalny do prędkości neutronów. Jest rzeczą istotną, aby stosowane do aktywacji folie nie zawierały izotopów pochłaniających rezonansowo neutrony w obszarze mierzonych energii, gdyż taki wychwyt może zdeformować rozkład przestrzenny wiązki. W praktyce uniknięcie rezonansowego pochłaniania neutronów jest prawie niemożliwe ze względu na bardzo wysokie przekroje czynne na takie pochłanianie. Dlatego też stosuje się często folie bardzo cienkie i dodatkowo z rozcieńczona zawartościa materiału poddanego aktywacji (przykładem może być folia Al zawierająca 0,1% Au)¹⁹. Zaaktywowaną folię (np. indową) kładziemy następnie na film rentgenowski, który ulega zaczernieniu zgodnie z przestrzennym rozkładem wiązki. W Tabeli 4.1 podajemy przykłady użytecznych izotopów wraz z ich zawartością w naturalnym składzie izotopowym danego pierwiastka, przekrojami czynnymi na aktywację i średnimi czasami życia.

Materiał	Zawartość [%]	σ_{akt} [b]	τ
⁵⁵ Mn	100	13,4(3)	3,7 godz.
¹⁰³ Rh	100	12 (2)	6,5 min
107 Ag	51,35	140(30)	63,5 s
		45(4)	3,3 min
109 Ag	48,65	3,2(4)	389 dni
		110(20)	34,9 s
¹¹³ In	4,23	56(12)	70,7 dni
		2,0(6)	103 s
¹¹⁵ In	95,77	155(10)	78,1 min
		52(6)	18,7 s
¹⁹⁷ Au	100	96(10)	3,9 dni

¹⁹ Podziękowania należą się p. dr Krzysztofowi Pytlowi za zwrócenie mi uwagi na tę sprawę.

²⁰ L.F.Curtiss, *Introduction to Neutron Physics*, D.van Nostrand Co., Inc., Princeton (1962)

Do szybkiego obrazowania używa się także kamer polaroidowych i wspomnianych wyżej kamer CCD.

Dla ilustracji metody pomiaru strumienia neutronów w reaktorze $\Phi = nv$ (gdzie v - prędkośćneutronów, a n - liczba neutronów na cm³, pokażemy w jaki sposób można go wyznaczyć metodą aktywacyjną. Niech folia ma powierzchnię 1 cm² i grubość x, a gęstość jąder wynosi N/cm^3 . Taka folia wychwytuje neutrony z prędkością $nv\sigma_{akt}Nx$, gdzie σ_{akt} oznacza przekrój czynny na aktywację. Załóżmy, że naświetlanie prowadziliśmy do uzyskania pełnego nasycenia, tzn. uzyskania stałej szybkości zliczeń C_0 . Niech rozpad promieniotwórczy zaaktywowanej folii odbywa się z wydajnością ε , co oznacza to, że wychwyt neutronów zachodził z prędkością $R = C_0/\varepsilon$. Gdyby proces naświetlania był krótszy, szybkość zliczeń byłaby odpowiednio niższa ze względu na proces rozpadu promieniotwórczego i wynosiłaby

$$C = C_0 (1 - e^{-t/\tau})$$
(4.8)

A zatem, jeśli pomiar natężenia emitowanego promieniowania zaczęliśmy w chwili t_1 od ukończenia procesu aktywacji, a zakończyli w chwili t_2 , a liczba zliczeń z powierzchni 1 cm² wyniosła *I*, to

$$C_{0} = \frac{I}{\tau \left(e^{-t_{1}/\tau} - e^{-t_{2}/\tau} \right) \left(1 - e^{-t/\tau} \right)},$$
(4.9)

gdzie t – czas naświetlania. Ostatecznie, strumień neutronów wynosi więc

$$\Phi = \frac{(C_0 / \varepsilon)}{\sigma_{akt} Nx}$$
(4.10)

W praktyce należy mieć świadomość, że taki prosty wynik otrzymujemy przy milczącym założeniu, że folia jest na tyle cienka, że nie musimy uwzględniać efektów samopochłaniania (w wypadku indu jest to ok. 100 mg/cm². Należy również uwzględnić fakt, że silne pochłanianie neutronów przez ind powoduje, że strumień wokół indu jest efektywnie zmniejszony, niemniej jednak dla cienkich folii otrzymany wyżej wynik jest dobry).



Rys. 4.18 Całkowite przekroje czynne kadmu i indu w obszarze energii neutronów poniżej 100 eV

Na rys. 4.18 pokazujemy przebieg całkowitych przekrojów czynnych w funkcji energii neutronów w obszarze energii do kilkudziesięciu elektronowoltów. Widać wyraźnie, że ind pochłania rezonansowo neutrony o energii 1,44 eV i generalnie silnie pochłania neutrony o energiach poniżej ok. 2 eV. W tym obszarze energii bowiem przekrój czynny wynosi około 100 barnów lub więcej. Ind aktywuje się w strumieniu neutronów, tj. staje się promieniotwórczy. Z kolei kadm wykazuje wyraźne maksimum rezonansowe przy energii 0,18 eV, jego zaś silne pochłanianie widać w obszarze energii neutronów poniżej ok. 0,5 eV. Pochłanianiu temu towarzyszy spontaniczna emisja promieniowania gamma - kadm nie aktywuje się. A zatem, jeśli przez określony czas zbadamy aktywność indu po naświetleniu, będziemy mogli obliczyć jego aktywność nasycenia. Ponieważ przekrój czynny na pochłanianie neutronów jest znany, możemy obliczyć strumień neutronów o energii poniżej 2 eV. Jeśli teraz otoczymy folię indową folią kadmową, kadm pochłonie neutrony o energiach poniżej 0,5 eV, tak więc do indu będą dochodziły neutrony o energiach wyższych. Tym razem otrzymamy z badania aktywności indu aktywność nasycenia, a z niej wartość strumienia neutronów w obszarze 0,5-2 eV. Odejmując ten wynik od poprzedniego otrzymamy strumień neutronów o energiach poniżej 0,5 eV. Innymi typowymi foliami używanymi do aktywacji służącej do wyznaczenia strumienia neutronów termicznych

szczególnie na wiązkach poziomych (o wyprowadzaniu neutronów kanałami poziomymi z reaktora powiemy w rozdziale VI) są folie dysprozu i złota. W wypadku pomiaru strumienia neutronów wewnątrz reaktora stosujemy folie o mniejszych przekrojach czynnych na aktywację, np. folie Cu i Co. Dla wyznaczenia gęstości strumienia neutronów epitermicznych aktywuje się równocześnie folię Au w osłonie kadmowej.

Opisane wcześniej metody aktywacyjne dobrze sprawdzają się w sytuacjach, w których chcemy określić średni w czasie strumień neutronów. Do sterowania reaktorem potrzebny jest jednak pomiar chwilowego strumienia neutronów. Strumień ten, rzędu 10^{14} n/cm²s, jest zbyt wielki, aby można było myśleć o zliczaniu pojedynczych neutronów. Tu właśnie znakomicie sprawdza się komora rozszczepieniowa, którą opisaliśmy w paragrafie 4.4.1. Jednak w tym konkretnym wypadku należy mieć na uwadze, ze oprócz neutronów, do komory dociera potężny strumień kwantów gamma. Z tego względu najczęściej stosuje się tzw. *skompensowane komory*, w których oprócz elektrody z pokryciem rozszczepialnym znajduje się analogiczna elektroda bez pokrycia uranowego, układ pomiarowy zaś mierzy sygnał różnicowy. W tej komorze generowany prąd jest proporcjonalny wyłącznie do natężenia promieniowania γ . Sygnał różnicowy z obu komór wskazuje więc sygnał pochodzący tylko od neutronów.

Detektorem neutronów, który w pewnym sensie łączy w sobie metodę aktywacyjną i komorę jonizacyjną jest tzw. *kolektron*, zwany też komorą β -prądową lub detektorem samozasilającym się. Jego schemat pokazany jest na rys. 4.19.



Rys. 4.19 Schemat ideowy kolektronu

W wyniku aktywacji materiału emitera (np. Rh lub V) powstaje izotop β-promieniotwórczy. Emitowane elektrony docierają przez cienką warstwę izolatora do metalicznej obudowy. Miernik prądu włączony pomiędzy obudowę a emiter pokazuje przepływ prądu proporcjonalny do gęstości strumienia neutronów. Czułość takiego układu na zmianę strumienia neutronów jest podyktowana okresem połowicznego zaniku powstającego izotopu promieniotwórczego (w wypadku rodu 42 s). Mała średnica kolektronu (ok. 5 mm, choć są i takie o średnicach poniżej 2 mm) nie zaburza strumienia neutronów, natomiast używany materiał jest wystarczająco odporny na działanie wysokich temperatur, aby mógł być stosowany do pomiarów w rdzeniu reaktora.

4.4.3 Rejestracja neutronów o energiach 10 eV – 100 keV

W zasadzie wszystkie opisane wyżej detektory są bardzo użyteczne w obszarze energii neutronów termicznych. Jednak już w zakresie energii $10 - 10^5$ eV pojawiają się trudności w skonstruowaniu dobrego detektora, gdyż wszystkie potrzebne tu przekroje czynne są niewielkie, a więc materiał roboczy musi być odpowiednio gruby. Jeśli jednak jest gruby, to powstałe w nim cząstki naładowane ulegają silnej absorpcji w samym materiale detektora. W takiej sytuacji należy wykorzystywać materiały, w których pochłanianiu neutronów towarzyszy powstawanie promieniowania gamma. Tu właśnie może okazać się bardzo przydatną reakcja, w której tworzy się wzbudzony ⁷Li, a jego deekscytacji towarzyszy foton o energii 480 keV, patrz ostatnie dwie reakcje (4.4).

Warstwa ¹⁰B, która silnie pochłania neutrony o energiach poniżej 1 eV, staje się – przy odpowiednio dobranej grubości - przezroczysta dla neutronów o energiach wyższych od 10 eV. Wykorzystując deekscytację wzbudzonego jądra litu jedynym problemem staje się efektywna rejestracja fotonu gamma. Do tego celu możemy wykorzystać typowy NaI(Tl) z szybkim czasem narastania impulsu i jednokanałowym analizatorem amplitudy, wybierającym kanał, w którym prowadzi się rejestrację fotonów o energii 480 keV. Takie rozwiązanie z jednokanałowym analizatorem jest również wygodne z tego względu, że zmniejsza tło pomiarowe i wpływ promieniowania kosmicznego na wynik pomiaru. Konstrukcja detektora może więc wyglądać, jak na rys. 4.20. Wydajność takiego układu, mimo wszystko, nie jest wysoka – zaledwie dziesiąte części procenta i dość szybko spada ze

wzrostem energii powyżej ok. 5 keV, tak więc efektywnie można go używać raczej do rejestrowania neutronów o energii do ok. 10 keV niż do 100 keV.

Oczywiście zamiast detektora scyntylacyjnego możemy użyć detektora półprzewodnikowego o wysokiej energetycznej zdolności rozdzielczej i zbudować układ absorbentów, które będą aktywowały się w strumieniu neutronów, a następnie znając charakterystyczne energie promieniowania gamma dla powstających izotopów obliczyć ich aktywności, a stąd względną zawartość neutronów o określonych energiach.



Rys. 4.20 Układ do detekcji neutronów o energii 10 eV – 10 keV wykorzystujący deekscytację wzbudzonego jądra litu

4.4.4 Rejestracja neutronów prędkich

Przekroje czynne na aktywację neutronami prędkimi o energiach rzędu 1 MeV są niewielkie, z reguły poniżej 1 barna, a często poniżej nawet 0,1 b. Eliminuje to możliwość efektywnej detekcji przy użyciu metod aktywacyjnych. W tym obszarze energii bardzo użyteczną rzeczą staje się wykorzystanie protonów odrzutu powstających podczas rozpraszania neutronów na

protonach, a więc w materiale zawierającym protony jak np. parafina. Dla energii 1 MeV, przekrój czynny na rozproszenie wynosi bowiem 4 barny i dopiero dla energii 10 MeV spada on do 1 barna. Wykorzystanie opisanego mechanizmu powstawania protonów odrzutu, które będą następnie emitowane np. z parafiny nie jest jednak ani bezpośrednie, ani bardzo proste. Po pierwsze musimy dobrze opisać proces przebiegu protonów w samej parafinie, w której protony będą traciły energię na jonizację. Zgodnie z formułą Bethego, zdolność hamowania cząstki opisana jest relacją:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2 ZN}{mv^2} \left[\ln \frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right]$$
(4.11)

gdzie *ze* - ładunek cząstki, *m* – masa elektronu, *N* – liczba atomów w 1 cm³, *Z* – liczba atomowa absorbenta, *v* – prędkość cząstki, *I* – średni potencjał jonizacyjny dla atomów absorbenta, $\beta = v/c$, gdzie *c* - prędkość światła. Podczas zderzenia neutronu o energii E_n z protonem, przy kącie odrzutu Θ w układzie laboratoryjnym (rys. 4.21), energia E_p , którą dostaje proton odrzutu wynosi



gdzie φ wspólny kąt rozpraszania dla neutronu i protonu. Prawdopodobieństwo otrzymania przez proton energii w przedziale (*E*, *E*+*dE*) wynosi w układzie środka mas

²¹ Rozpraszanie neutronów na jądrach o dowolnej liczbie masowej w układzie środka mas będzie szczegółowo omówione także w rozdziale VI.

$$P(E)dE = \frac{\sigma(\varphi)}{\sigma_s} \cdot 2\pi \sin \varphi d\varphi \qquad (4.14)$$

gdzie $\sigma(\varphi)$ jest różniczkowym przekrojem czynnym na rozproszenie, a σ_s - całkowitym przekrojem czynnym na rozproszenie.

Z (4.13) mamy

$$dE = dE_p = \frac{E_n}{2} \sin \varphi d\varphi, \qquad (4.15)$$

a więc

$$P(E) = \frac{\sigma(\varphi)}{\sigma_s} \frac{4\pi}{E_n}$$
(4.16)

Ponieważ w układzie środka mas mamy symetrię sferyczną, pierwszy czynnik w (4.16) równa się $1/4\pi$, a zatem ostatecznie:

$$P(E) = \frac{1}{E_n} \tag{4.17}$$

Oczywiście powyższy wzór obowiązuje tylko dla energii E co najwyżej równych E_n . Dla wyższych energii takie prawdopodobieństwo musi być zerowe.

O ile E jest energią protonu bezpośrednio po zderzeniu, aby ocenić natężenie rejestrowanych protonów należy znać ich energię U poza materiałem (radiatorem). Niech więc f(U) oznacza różniczkową funkcję rozkładu energii, unormowaną w taki sposób, aby dawała ona liczbę protonów odrzutu w jednostkowym przedziale energii, podzieloną przez całkowitą liczbę protonów odrzutu. Z kolei niech całkowa funkcja rozkładu F(U) oznacza część całkowitej liczby protonów odrzutu o energii większej niż jakaś zadana wielkość. W obliczeniach warto posługiwać się wielkościami względnych energii, tj. U/E_n . I tak, w gazie mamy

$$f\left(\frac{U}{E_n}\right)d\left(\frac{U}{E_n}\right) = P(E)dE$$
 (4.18)

a więc

$$f(U/E_n) = P(E)E_n \frac{dE}{dU}$$
(4.19)

oraz

$$F\left(\frac{U'}{E_n}\right) = \int_{U'/E_n}^{1} f\left(\frac{U}{E_n}\right) d\left(\frac{U}{E_n}\right) , \qquad (4.20)$$

gdzie *U*' jest dowolną wartością *U*. Jeśli teraz przez wydajność radiatora będziemy rozumieli średnią liczbę protonów odrzutu przypadającą na jeden neutron padający na radiator:

$$\varepsilon(\mathbf{E}_{n}) = \mathbf{t}\mathbf{Q}\boldsymbol{\sigma}_{s}(\mathbf{E}_{n}), \qquad (4.21)$$

gdzie *t* – grubość radiatora w mg/cm² (gęstość powierzchniowa), *Q* – liczba atomów wodoru na jednostkę masy, a $\sigma_s(E_n)$ – przekrój czynny na rozproszenie, to dla skolimowanej wiązki monoenergetycznych neutronów padających prostopadle na powierzchnię radiatora szybkość zliczeń detektora wyniesie:

$$N = \varepsilon(E_n)F\left(\frac{M}{E_n}\right) = tQ\sigma_s(E_n)F\left(\frac{M}{E_n}\right), \qquad (4.22)$$

gdzie M jest minimalną energią, którą może rejestrować detektor. F(U) oznacza efektywność rejestracji protonów o energiach większych od U = M. W gazie energia odrzutu równa jest całkowitej energii odrzutu, tj. E = U i wtedy

$$f(U/E_n) = 1 \quad dla \ E \le E_n \tag{4.23}$$

oraz

$$f(U/E_n) = 0 \quad dla E > E_n \tag{4.24}$$

a ponadto, zgodnie z (4.17):

$$F\left(\frac{U}{E_{n}}\right) = 1 - \frac{U'}{E_{n}}$$
(4.25)

Zatem w pierwszym przybliżeniu szybkość zliczeń można obliczyć z relacji:

$$N = tQ\sigma_{s}(E_{n})\left(1 - \frac{M}{E_{n}}\right)$$
(4.26)

Jeśli absorbent jest wystarczająco cienki możemy uznać, że wychodzą z niego wszystkie protony odrzutu. Droga tych protonów wyniesie wewnątrz absorbenta (rys. 4.8) $x/\cos\Theta$. Jeśli na zewnątrz proton o energii *U* przebiega drogę R(U), to całkowita droga protonów od miejsca odrzutu do miejsca rejestracji wynosi

$$R(E) = \frac{x}{\cos \Theta} + R(U) = x\sqrt{\frac{E_n}{E}} + R(U)$$
(4.27)

Część protonów wychodzących z absorbenta i mających energię większą od U wyniesie

$$F(U) = \frac{1}{tE_n} \int_{U}^{E_n} x dE$$
(4.28)

Z dobrym przybliżeniem możemy założyć, że relacja pomiędzy całkowitym przebiegiem R(E) a energią może być zapisana jako

$$R(E) = kE^m \tag{4.29}$$

gdzie *k* i *m* są stałymi, które należy dopasować do istniejących danych doświadczalnych. Jeśli teraz przez $R_0(E_n)$ oznaczymy drogę protonu o energii równej energii neutronu, to otrzymamy

$$\mathbf{x} = \sqrt{\frac{\mathbf{E}}{\mathbf{E}_{n}}} \left[\mathbf{R}(\mathbf{E}) - \mathbf{R}((\mathbf{U}) \right] = \mathbf{R}_{0} \sqrt{\frac{\mathbf{E}}{\mathbf{E}_{n}}} \left[\left(\frac{\mathbf{E}}{\mathbf{E}_{n}} \right)^{m} - \left(\frac{\mathbf{U}}{\mathbf{E}_{n}} \right)^{m} \right]$$
(4.30)

Jeśli przez *E*' oznaczymy energię protonów, dla których x = t, to można pokazać, że szybkość zliczeń dla $E_n \ge E$ ' będzie wynosiła

$$N = kQ\sigma_{s}(E_{n})\left[\frac{4m}{6m+9}M^{m}\left(\frac{M}{E_{n}}\right)^{3/2} + \left(\frac{2}{2m+3}E^{m}-\frac{2}{3}M^{m}\right)\left(\frac{E'}{E_{n}}\right)^{3/2} + \frac{t}{k}\left(1-\frac{E'}{E_{n}}\right)\right], (4.31)$$

a dla $E_n \leq E'$

$$N = kQ\sigma_{s}(E_{n})\left\{\frac{2}{2m+3}E_{n}^{m} + M^{m}\left[\frac{4m}{6m+9}\left(\frac{M}{E_{n}}\right)^{\frac{3}{2}} - \frac{2}{3}\right]\right\}$$
(4.32)

Jeśli R(E) wyrazimy w mg/cm², to typowe wartości współczynników k i m dla protonów przechodzących przez parafinę będą wynosiły k = 1,9, m=1,72. W zasadzie aż do energii E' natężenie rośnie z energią neutronów, potem zaś stopniowo opada.

Neutrony o wysokich energiach można też rejestrować przy użyciu detektorów gazowych, jednak w tym wypadku miejsce BF₃ lub ³He zajmuje bardzo dobrze oczyszczony gaz szlachetny, np. krypton, do którego dodaje się np. metanu, jako nosiciela wodoru, a więc protonów. Ciśnienie takiego gazu powinno być z naturalnych względów wysokie i rzeczywiście wynosi ono 5000 – 6000 hPa. Konieczność posiadania w detektorze czystego gazu każe konstruować detektor przepływowy, a potrzeba osiągnięcia odpowiednio wysokiej wydajności zliczeń każe budować detektor o stosunkowo dużej objętości. Schemat jednego z pierwszych detektorów tego typu²² przedstawiamy na rys. 4.22. W objętości detektora znajdujemy wiele drutów anodowych (pozwala to obniżyć napięcie zasilania każdego z nich) przedzielonych elektrodami zbierającymi ładunek. Napięcie zasilania w tym detektorze wynosiło 3400 V, metan zaś znajdował się pod ciśnieniem ok. 1200 hPa. Wydajność detektora dla neutronów o energiach 0,3 do 10 MeV wynosiła ok. 0,17%, sam zaś detektor miał wszelkie charakterystyki typowe dla gazowych detektorów proporcjonalnych, w tym słabą czułość na promieniowanie gamma.

²² C.R.Sun, J.R.Richardson, Rev. Sci. Instr. 25 (1954) 691



Rys. 4.22 Schemat detektora gazowego do rejestracji szybkich neutronów

Możliwa jest również konstrukcja detektorów scyntylacyjnych na szybkie neutrony, jeśli wykorzysta się protony odrzutu, a następnie medium scyntylujące jak np. ZnS. Plastikowe scyntylatory okazują się wydajniejszymi od detektorów gazowych. W tym wypadku sztuka konstrukcji detektora polega na użyciu takiego scyntylatora, który będzie dawał silniejsze scyntylacje od protonów odrzutu niż od elektronów powstających z jonizacji ośrodka promieniowaniem gamma.

Protony odrzutu, a właściwie ich ślady, można też obserwować w komorze Wilsona napełnionej odpowiednim gazem. Metody obserwacji i pomiaru śladów są obecnie już metodami mającymi znaczenie raczej historyczne.

Ze względu na cel wykładu, detekcją neutronów o bardzo wysokich energiach nie będziemy się zajmować.

4.4.5 Detektory progowe

Wiele reakcji jądrowych z neutronami zachodzi dopiero po przekroczeniu przez neutrony pewnych wartości progowych. Progi, o których tu mówimy znajdują się w obszarze od setek keV do 20 MeV, choć można znaleźć też reakcje wymagające wyższych progów. Jeśli w wyniku reakcji pojawia się jądro promieniotwórcze, można zbadać wprowadzoną aktywność, a przy użyciu detektorów o różnych progach można wyznaczyć rozkład widmowy neutronów ze źródła, np. reaktora jądrowego. Np. przekrój czynny na reakcję ²⁸Si(n,p)²⁸Al ma kilka wyraźnych maksimów. Wprawdzie przekrój czynny jest tu niewielki w porównaniu z przekrojem czynnym na aktywację neutronami termicznymi, niemniej jednak jego zależność od energii neutronu pozwala na dokonanie potrzebnego pomiaru, choć dokładność tego pomiaru nie jest wysoka.

W cytowanej już monografii Curtissa podany jest następujący przykład wykorzystania detektora progowego opartego o reakcję ${}^{32}S(n,p){}^{32}P$, dla której pierwszy próg wynosi 1 MeV, a drugi, zdecydowanie bardziej efektywny - 2,5 MeV. Izotop ${}^{32}P$ jest beta-promieniotwórczy, użyta zaś próbka siarki ma grubość mniejszą od zasięgu promieniowania beta w ${}^{32}P$, tak więc wprowadzona aktywność osiągnie aktywność nasycenia zależną tylko od wielkości płaszczyzny próbki. Aby dokonać kalibracji detektora naświetla się próbkę fosforu o identycznych rozmiarach znanym strumieniem neutronów termicznych, dla których dobrze znamy liczbę powstających izotopów ${}^{32}P$ w reakcji ${}^{31}P(n,\gamma){}^{32}P$ o przekroju czynnym 0,32 b. Dla energii przekraczającej podany wyżej próg reakcji przekrój czynny na reakcję ${}^{32}S(n,p){}^{32}P$ wynosi 0,03 b. Ze stosunku aktywności fosforu i siarki w nieznanym strumieniu neutronów (mierzymy zawsze promieniowanie beta wychodzące z powierzchni grubej próbki) można więc obliczyć wartość nieznanego strumienia neutronów prędkich o energiach wyższych niż próg reakcji.

Tabela 4.2 podaje charakterystyki reakcji progowych kilku izotopów, które są wykorzystywane w detektorach progowych opartych na reakcji (n,p). Wyższe (od ok. 10 MeV do 20 MeV) energie progowe obserwowane są z reguły dla reakcji typu (n,2n).

Tabela 4.2 Charakterystyka niektórych izotopów używanych w detektorach progowych opartych na reakcjach typu (n,p)

Izotop	Próg [MeV]	Okres połowicznego	Materiał detektora
		zaniku	
²⁴ Mg	4,9	14,8 godz	Metaliczny Mg
²⁷ Al	1,96	10,2 min	Metaliczny Al
³¹ P	0,97	170 min	(NH ₄)H ₂ PO ₄
32 S	1,0	14,3 dni	proszek S
⁴⁹ Ti	1,1	57 min	metaliczny Ti
⁵² Cr	2,8	3,9 min	Cr ₂ O ₃
⁵⁶ Fe	2,1	2,6 godz	Metaliczne Fe