

VII. DETEKcja PROMIENIOWANIA O WYSOKIEJ ENERGII

7.1 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.

W medycynie nuklearnej z reguły wiemy z jakim promieniowaniem mamy do czynienia i najbardziej interesuje nas jego natężenie. Niemniej jednak, choćby ze względu na rozpraszania komptonowskie, musimy znać także rozkład energetyczny promieniowania, aby odróżnić efekt od szumów.

7.2 Typowe detektory i ich istotne cechy

Spośród detektorów promieniowania jonizującego, wykorzystywanych w medycynie nuklearnej, należy wymienić przede wszystkim:

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

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 taki detektor jest bardziej przydatny w medycynie nuklearnej, gdyż pozwala skrócić czas badania pacjenta. 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 materiałem, 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, szумы 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

$$\Delta N = 2,35\sigma_N = 2,35\sqrt{N} = 2,35\sqrt{\frac{E}{w}}, \quad (7.1)$$

gdzie w – energia potrzebna do wytworzenia jednej pary nośników.

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:

$$R = \frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta N}{N} = 2,35\sqrt{\frac{Fw}{E}} \quad (7.2)$$

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 przyjscie 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. W medycynie nuklearnej mierzone natężenia nie

są zbyt wielkie, gdyż podawane aktywności są niezbyt wielkie. Tu wystarcza więc detektor o czasie martwym dochodzącym do np. 10 μ s. Natomiast, jeśli chcemy zobrazować działanie serca, potrzebna jest większa szybkość zliczeń i wtedy wymagamy od detektora znacznie krótszego czasu martwego: 2-3 μ s.

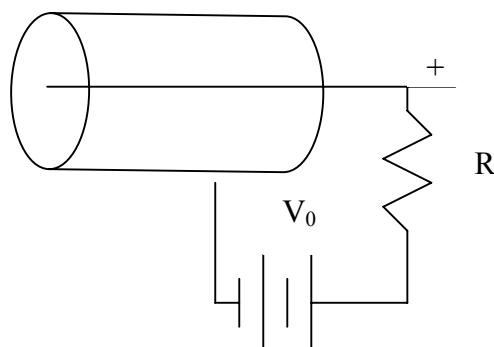
7.3 Rodzaje detektorów i ich charakterystyki

7.3.1 Detektory gazowe

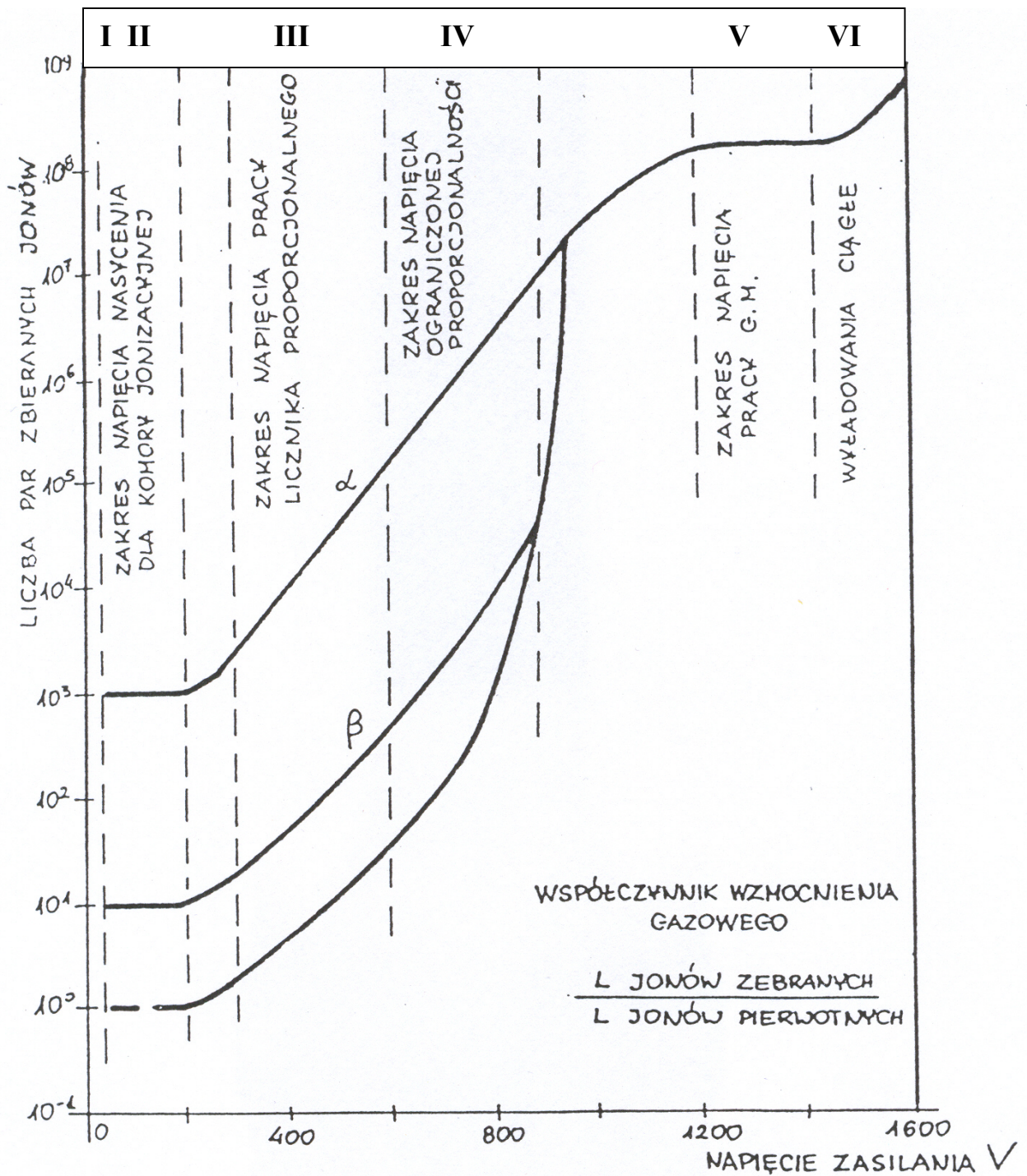
Zadaniem tego typu detektora jest pomiar jonizacji gazu znajdującego się wewnątrz detektora. Najprostszy detektor gazowy ma formę cylindrycznego kondensatora o przewodzących ściankach, patrz rys. 7.1. Jeśli potencjał anody wynosi $+V_0$, natężenie pola elektrycznego E wewnątrz kondensatora, w odległości r od osi symetrii, wynosi

$$E = \frac{V_0}{r \ln(b/a)}, \quad (7.3)$$

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



Rys. 7.1 Schemat detektora gazowego



Rys. 7.2 Charakterystyka prądowo-napięciowa 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. 7.2) składa się

z sześciu obszarów. 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 wyeliminowane, 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 tzw. **wzmocnienie gazowe** impulsu, które może wynieść nawet 10^6 . 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 wysokich 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 triku 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,

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

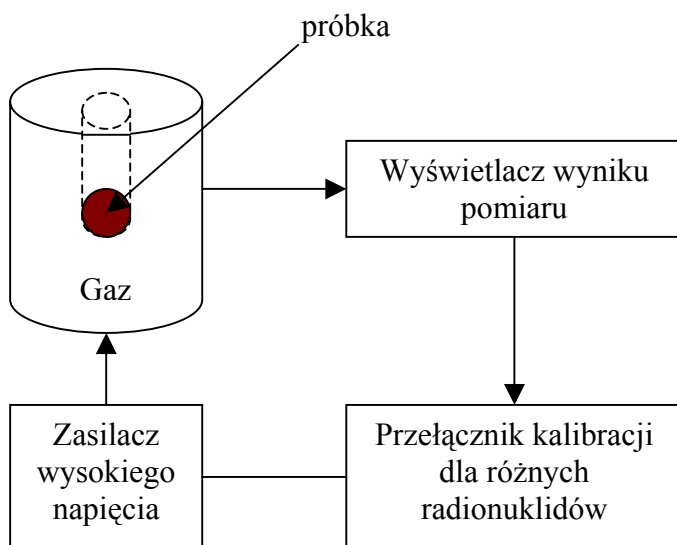
7.3.2 Niektóre charakterystyki typowych liczników promieniowania γ

Detektor	Wydajność	Czas martwy	Dyskryminacja energetyczna	Wykorzystanie w medycynie nuklearnej
Komory jonizacyjne	Bardzo niska	nie mogą być wykorzystywane jako liczniki	Brak	Kalibratory dawki
Liczniki proporcjonalne	Bardzo niska	ok. ms	Średnia	Rzadko używane
Liczniki Geigera-Müllera	Średnia	ok. ms	Brak	Dozymetria promieniowania
Liczniki scyntylacyjne NaI(Tl)	Wysoka	ok. μ s	Średnia	Silnie wykorzystywane
Liczniki półprzewodnikowe Ge, Ge(Li)	Średnia	< 1 μ s	Bardzo dobra	Neutronowa analiza aktywacyjna

7.3.3 Gazowe kalibratory aktywności

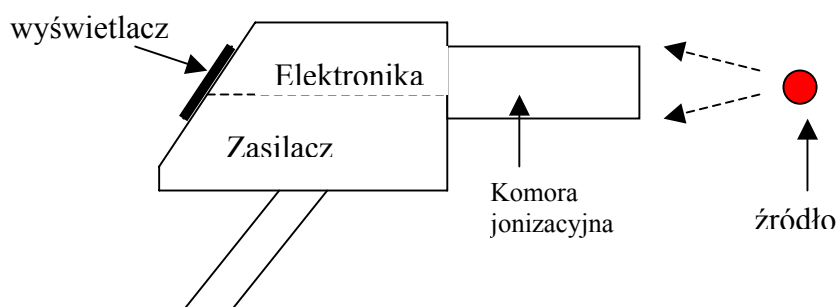
Zanim radiofarmaceutyk zostanie podany pacjentowi, należy zmierzyć aktywność radionuklidu. Zasadniczo wykonuje się to przy użyciu komór jonizacyjnych wypełnionych gazem szlachetnym, np. argonem, pod ciśnieniem kilku atmosfer (kilku tysięcy hPa). Część emitowanych przez radionuklid fotonów będzie jonizowała 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 μ Ci (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. 7.3 pokazuje schemat logiczny gazowego kalibratora aktywności.



Rys. 7.3 Schemat kalibratora aktywności

Komór jonizacyjnych używamy też do dozymetrii poziomego promieniowania – głównie pomiaru mocy dawki (np. w Gy/h) w pomieszczeniach. Typowy wygląd takich przyrządów przedstawia rys. 7.4. Czułość komory określa w zasadzie czułość miernika natężenia prądu. Typowe komory rejestrują dawki ekspozycyjnej¹⁴ poniżej 1 mR dla fotonów o energiach w zakresie 10 keV – 1 MeV.



Rys. 7.4 Typowy wygląd przyrządu do pomiaru mocy dawki

¹⁴ Wielkość ładunku wytwarzanego w jednostce masy suchego powietrza. 1 R (rentgen) odpowiada wytwarzaniu w tym powietrzu ładunku $2,58 \cdot 10^{-4}$ C (lub $2 \cdot 10^9$ 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. W wypadku kalibratora dawki (rys. 7.3) komora jonizacyjna otacza wnękę, w której umieszczony jest radiofarmaceutyk. Zwróćmy jednak tu uwagę, że kalibrator dawki pozwala nam na podanie jedynie aktywności preparatu, bez względu na rodzaj promieniowania. Komory jonizacyjne wykorzystywane do pomiaru mocy dawki (rys. 7.4) podają ją często w rentgenach lub milirentgenach na godzinę. Taki przyrząd może np. wskazać, że typowa moc dawki w odległości pacjenta, któremu podano 370 MBq (10 mCi) izotopu ^{131}I wynosi 30 mR/godz.

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.

7.3.4 Liczniki proporcjonalne

Jak wspomnieliśmy, jeśli detektor gazowy pracuje w obszarze II różnicy napięć (rys. 7.2), 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.

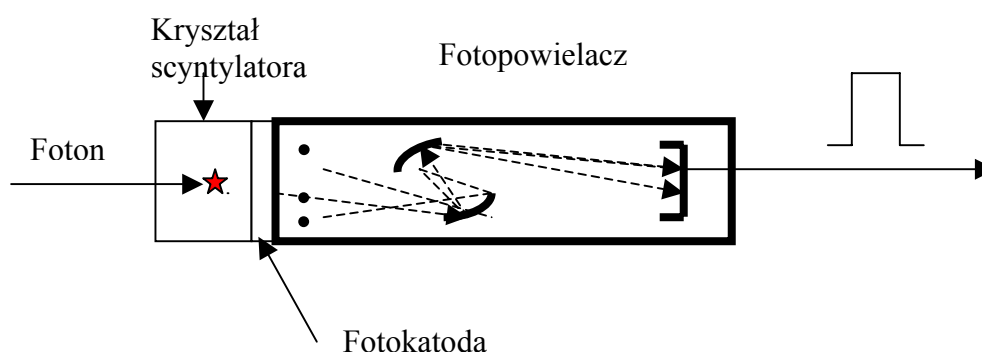
7.3.5 Liczniki Geigera-Müllera

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 warstwą 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 uwzględnić w precyzyjnym pomiarze efektu.

7.3.6 Liczniki scyntylacyjne

W detektorze scyntylacyjnym, rys. 7.5, 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. 7.5 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 powoduje powstawanie wtórnych elektronów oraz wzbudzenie pozostałych elektronów w kryształach. Energia tych wzbudzeń jest następnie emitowana w postaci fotonów światła widzialnego w liczbie około 40 na każdy kiloelektronowolt energii kwantu gamma. Kryształ

scyntylicatora powlekany jest od strony wiązki warstwą odbijającą światło, od strony fotopowielacza używa się natomiast tzw. *smaru optycznego* pozwalającego wnikać maksymalnej ilości światła do fotopowielacza. Ten smar ma współczynnik załamania taki sam jak kryształ scyntylicatora 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 scyntylicatora to od części centymetra do kilku centymetrów. Dla rejestracji fotonów o energii 140 keV (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 scyntylicacyjne możemy używać do bezpośredniej obserwacji promieniowania wychodzącego ze stosunkowo niewielkich źródeł, np. z gruczołów tarczycowych. W takich wypadkach stawiamy na ogół kolimator przed detektorem. **Detektorów wnekowych** możemy z kolei użyć dla pomiaru aktywności preparatu. W wypadku źródeł beta-promieniotwórczych wygodną rzeczą jest użycie scyntylicatora ciekłego, do którego możemy domieszać materiału promieniotwórczego. W takich wypadkach ciecz scyntylicacyjna składa się na ogół z trzech składowych: rozpuszczalnika, scyntylicatora pierwotnego i scyntylicatora wtórnego. Pierwotny scyntylicator służy do zamiany energii promieniowania beta na światło. Część tego światła ma energię w obszarze nadfioletu, na który detektor jest mniej czuły. Scyntylicator 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 scyntylicatora ma, jak wspomnieliśmy, przezroczyste okienko pokryte cienkim materiałem fotokatody. Wskutek efektu fotoelektrycznego z fotokatody są wybijane elektrony. Liczba wybijanych elektronów jest proporcjonalna do liczby scyntylicacji w kryształ scyntylicatora, 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 zdeponowanej energii gamma na światło. Kolejnymi parametrami, do których amplituda V jest proporcjonalna, to wzmocnienie fotopowielacza G_{pm} oraz wzmacniacza G . Ostatecznie

$$V = \text{const} \cdot E_d \cdot L_{eff} \cdot G_{pm} \cdot G \quad (7.4)$$

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 deponują identyczną energię w scyntylatorze. Absorbowana energia E_d zależy bowiem od rodzaju oddziaływania (fotolektryczne, komptonowskie, produkcja par). W szczególności, w oddziaływaniu komptonowskim i produkcji par deponowana energia jest niższa od E_γ . Dlatego też staramy się rejestrować tylko impulsy powstałe z efektu fotolektrycznego.

7.3.5 Widmo 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, tu – 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). Impulsy rejestrowane w wybranym oknie energetycznym jedenokanałowego analizatora amplitudy nazywane są też *impulsami Z*. Np. ustawiając okno energetyczne na 10% energii fotopiku (impulsu powstającego w wyniku wybicia elektronu w zjawisku fotoelektrycznym) dla energii 140 keV będziemy rejestrować impulsy w przedziale o szerokości 14 keV, a więc w zakresie 133 – 147 keV.

Ponieważ w medycynie nuklearnej zależy nam na obrazowaniu organów, z takim właśnie analizatorem sprzężony jest odpowiedni układ obrazujący – przelicznik w najprostszym wypadku.

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.

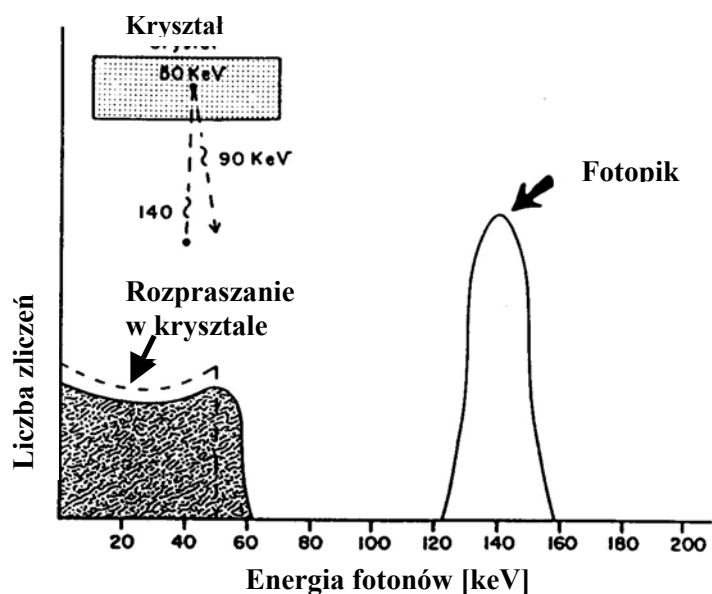
Rozpraszanie komptonowskie stanowi istotną część obserwowanego widma amplitudowego. Jak już mówiliśmy, w rozpraszaniu tym foton traci tylko część swej energii, przy czym najczęściej podczas rozpraszania wstecznego. Rozproszony foton deponuje więc energię od zera (rozpraszanie na wprost) do energii maksymalnej, 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 jest stosunkowo łatwo obliczyć ze wzoru (wynikającego z energii wstecznie rozpraszanych fotonów):

$$E_{\text{krawęca}} = \frac{E_0^2}{E_0 + 255,5}, \quad (7.5)$$

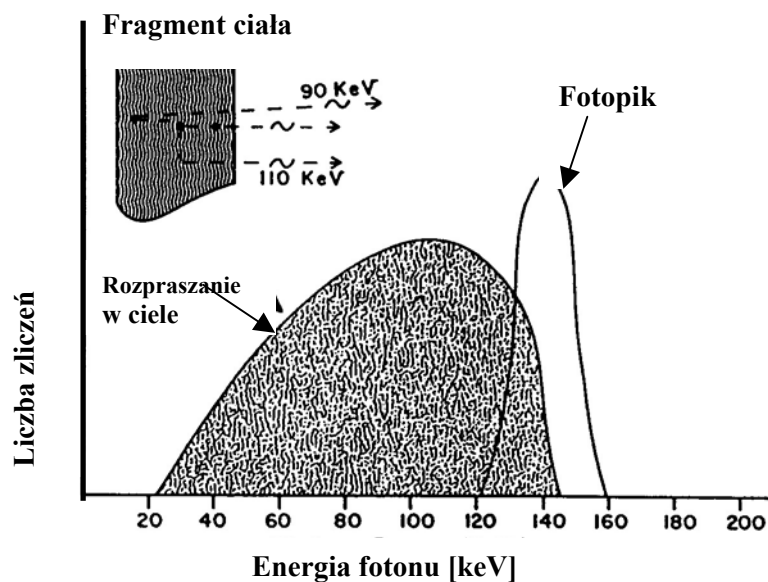
gdzie E_0 jest energią fotonu padającego w keV. Oczywiście, wielokrotne rozpraszania komptonowskie oraz procesy statystyczne będą rozmywały odpowiedź detektora również w komptonowskiej części widma amplitudowego.

Tak więc widmo obserwowane w wyniku efektu fotoelektrycznego i rozpraszania komptonowskiego w kryształach detektora wygląda jak na rys. 7.6. Należy tu od razu zauważyć, że jeśli rozpraszanie komptonowskie zachodzi wewnątrz ciała pacjenta, na fotopik nałoży się widmo promieniowania komptonowskiego wychodzącego z badanego pacjenta. Korzystając z fotonów o energii 140 keV zaobserwujemy obok fotopiku o tej energii ciągły rozkład energii w obszarze od ok. 20 do 140 keV (rys.7.7). Należy zaznaczyć, że w pełnym widmie rejestrowanym przez detektor może znaleźć się także składowa pochodząca od komptonowskiego rozpraszania fotonów na materiałach otaczających detektor czy pacjenta,

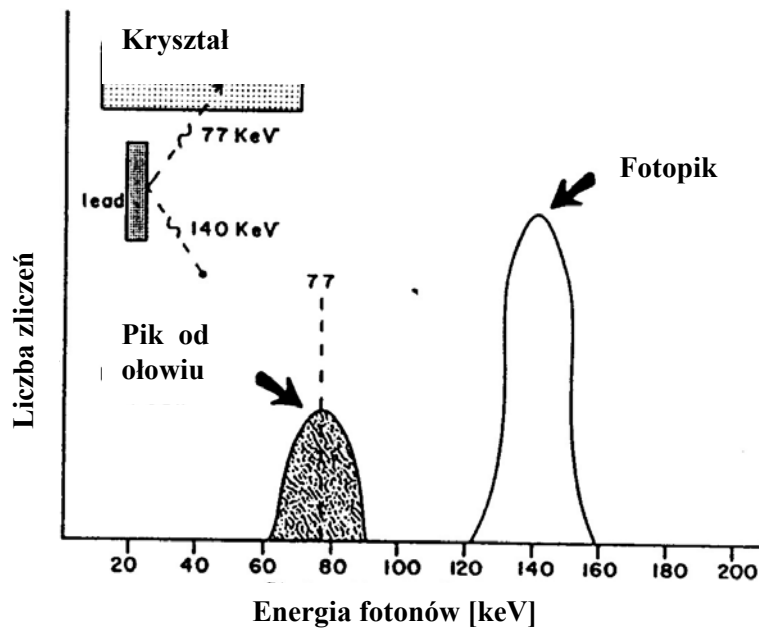
jak np. ołów. Linia komptonowska w takich wypadkach jest odseparowana od fotopiku (rys. 7.8), chyba że rozpraszanie komptonowskie zachodzi pod bardzo małymi kątami.



Rys. 7.6. Składowa widma wprowadzana przez rozpraszanie komptonowskie w kryształach detektora. Obszar pomiędzy fotopikiem a plateau komptonowskim (tu od zera do 60 keV) nazywany jest czasem *doliną komptonowską*.



Rys. 7.7 Nakładanie się efektu rozpraszania komptonowskiego w ciele pacjenta na fotopik

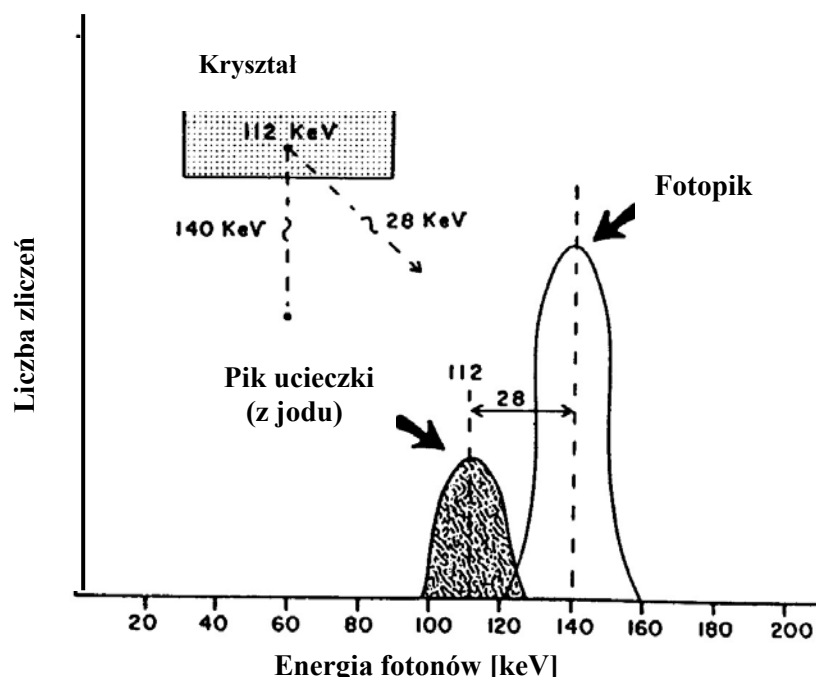


Rys. 7.8 Linia odpowiadająca energii 77 keV, pochodząca z komptonowskiego rozpraszania promieniowania gamma o energii 140 keV na bloku ołowianym.

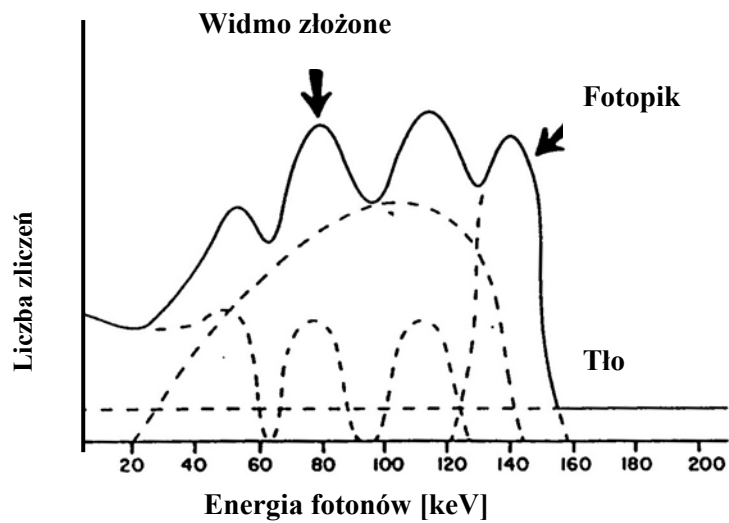
Obszar plateau komptonowskiego odnosi się do energii elektronów mniejszych od wartości energii przy rozpraszaniu komptonowskim. Ponieważ w rzeczywistości mamy do czynienia z rozpraszaniem wielokrotnymi w obszarze doliny komptonowskiej, pomiędzy plateau komptonowskim a fotopikiem, liczba impulsów jest 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 przekazuje całą swą energię wewnątrz kryształu i wtedy całkowita zdeponowana energia będzie równa energii

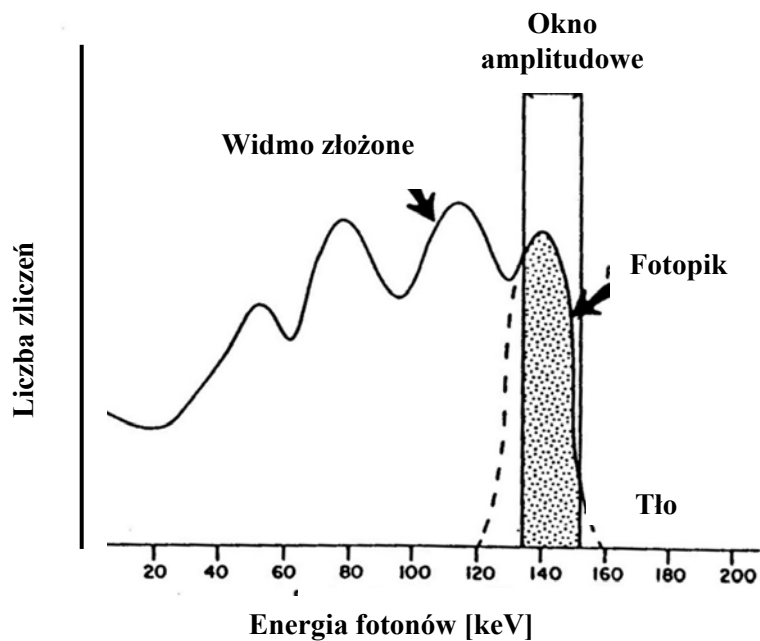
padającego kwantu gamma, albo też foton rentgenowski ucieknie z kryształu, co będzie oznaczać, że zdeponowana w kryształce energia będzie obniżona o energię fotonu rentgenowskiego – 28 keV w wypadku jodu. W widmie obserwowanym przy użyciu detektora scyntylicyjnego ze scyntylatorem NaI(Tl) należy się zatem spodziewać pojawienia się maksimum przy energii $140 \text{ keV} - 28 \text{ keV} = 112 \text{ keV}$. Nazywa się ono **pikiem ucieczki**. Takich pików ucieczki, z reguły o niewielkim natężeniu w porównaniu z natężeniem fotonu, możemy mieć więcej, jeśli foton wyrzuci więcej elektronów z powłok K pierwiastków znajdujących się w kryształce scyntyлятора. Opisaną sytuację ilustruje rys. 7.9. W końcowym wyniku uzyskujemy bardzo złożone widmo amplitudowe nakładające się na foton, patrz rys. 7.10. Jeśli zatem chcemy rejestrować jedynie foton, musimy w naszym zestawie pomiarowym dysponować jednokanałowym analizatorem amplitudy, który będzie „wycinał” okno interesujących nas amplitud (rys. 7.11).



Rys. 7.9 Pik ucieczki związany z promieniowaniem rentgenowskim umykającym z kryształu.



Rys. 7.10 Schematyczny wygląd widma amplitudowego z detektora scyntylacyjnego.



Rys. 7.11 Wycinanie interesującego obszaru fotopiku z całego, złożonego widma rejestrowanego w wielokanałowym analizatorze amplitudy.

Ostatnim efektem, na który chcielibyśmy zwrócić uwagę, to *nakładanie się pików* o różnych amplitudach. Jeśli w jednej chwili (typowo w granicach $0,25 \mu\text{s}$) 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 ^{125}I 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 ^{111}In 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.

Reasumując, obserwowany rozkład amplitud jest dość złożony, patrz rys. 7.12, a rozróżnienie wszystkich składowych nie zawsze jest łatwe, szczególnie przy niewielkiej zdolności rozdzielczej. Pod tym względem górują detektory półprzewodnikowe Ge(Li), które charakteryzuje znacznie lepsza zdolność rozdzielcza. Ceną tej zdolności jest jednak znaczne osłabienie wydajności detektora.

W praktycznym zastosowaniu tego typu detektorów w medycynie nuklearnej zależy nam na obserwacji jedynie fotopiku, a przynajmniej znacznej jego części nie zaburzonej przez inne efekty. Dlatego też z detektorem scyntylacyjnym stowarzyszony jest np. jednokanałowy analizator amplitudy, w którym możemy nastawić próg dyskryminacji, a więc minimalną wysokość akceptowanego sygnału (ang. *baseline*) oraz przedział amplitud powyżej tego progu, tzw. *okno analizatora*. Dla ułatwienia, instrumenty kalibruje się w taki sposób, aby energii gamma 100 keV odpowiadał fotopik o amplitudzie 1 V. W praktyce klinicznej kalibracja ta powinna być sprawdzana raz na dzień.

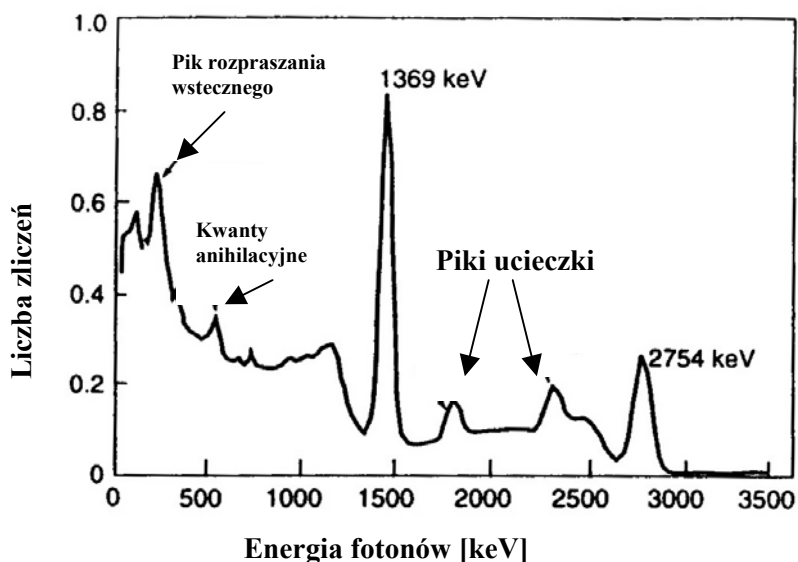
Aby wymienić wszystkie niepożądane efekty dodamy, że niektóre nuklidy mogą emitować nie jeden lecz kilka fotonów. Jeśli dwa z tych fotonów wpadną do kryształu scyntylatora w tej samej chwili, detektor zarejestruje je jako pojedyncze zdarzenie o amplitudzie będącej sumą amplitud pochodzących od obu fotonów.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

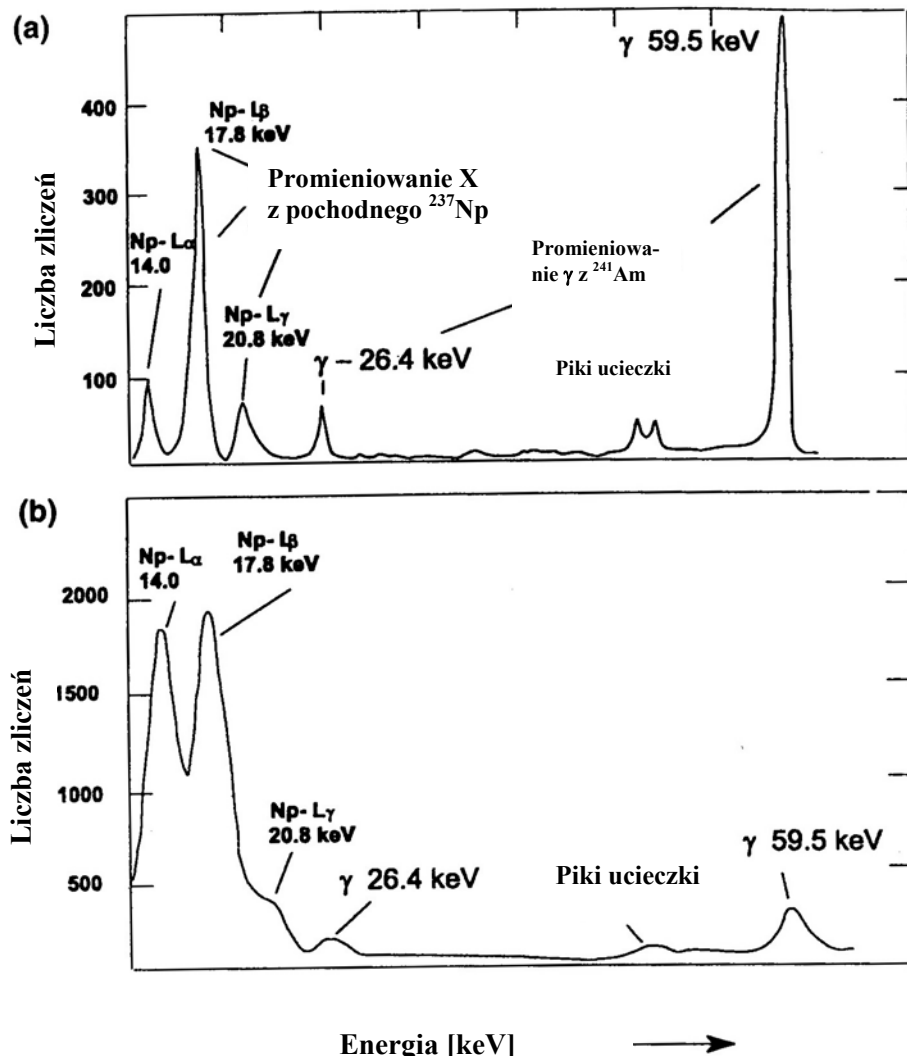
Bardzo ważnym parametrem detektora scyntylacyjnego jest jego wydajność. Tę omówimy jednak przy okazji przygotowania do pracy gamma kamery.

7.3.6 Detektory półprzewodnikowe



Rys. 7.12 Widmo amplitudowe promieniowania gamma pochodzącego ze źródła ^{24}Na , 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 kryształce 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 kryształcem NaI. Oprócz efektów rozprożeń komptonowskich widać także pik pochodzący od wstecznego rozpraszania fotonów od materiału znajdującego się w źródle ^{24}Na .

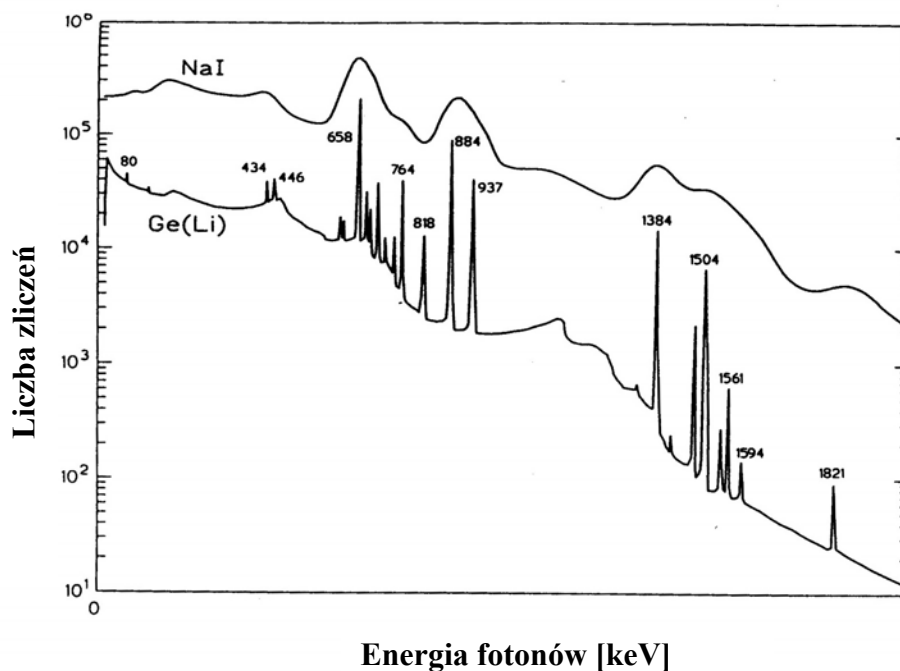
Najwcześniej używanymi detektorami półprzewodnikowymi były detektory krzemowe do rejestracji promieniowania alfa. Miały one grubość paru milimetrów, a wysoka czystość chemiczna zapewniała im wystarczającą oporność potrzebną do pracy nawet w temperaturze pokojowej. Ponieważ opór półprzewodników wzrasta przy obniżeniu temperatury, ich energetyczna zdolność rozdzielcza poprawia się w niskich temperaturach. Ten efekt temperaturowy obserwowany przy użyciu detektora GaAs pokazany jest na rys. 7.13.



Rys. 7.13 Widmo amplitudowe źródła amerykańskiego (^{241}Am) 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.

Małe rozmiary oraz względnie mała gęstość krzemu ($2,33 \text{ g/cm}^3$) czyni je nieprzydatnymi dla spektrometrii gamma. Obecnie jedynie detektory germanowe (gęstość $5,4 \text{ g/cm}^3$) 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 kryształach podobnie jak elektrony i można je sobie wyobrazić 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 przyczyną znakomicie lepszej energetycznej zdolności rozdzielczej detektorów półprzewodnikowych. Jak bardzo energetyczne zdolności rozdzielcze detektorów półprzewodnikowych są lepsze od zdolności rozdzielczych detektorów scyntylacyjnych pokazuje rys. 7.14. Pary elektron-dziura produkowane są wskutek niezależnych procesów podlegających wariacjom statystycznym. Czynniki Fano F we wzorze (7.2) na energetyczną zdolność rozdzielczą detektora uwzględnia właśnie tę własność detektorów.



Rys. 7.14 Porównanie zdolności rozdzielczych detektora Ge(Li) i NaI(Tl)