



AKADEMIA GÓRNICZO-HUTNICZA
im. Stanisława Staszica

ISSN 0239-6114

SKRYPTY UCZELNIANE

1440

Bohdan Dziunikowski
Stefan J. Kalita

ĆWICZENIA LABORATORYJNE Z JĄDROWYCH METOD POMIAROWYCH

Wydanie drugie zmienione



WYDAWNICTWA AGH

KRAKÓW 1995

Spis treści

Wstęp (do wydania drugiego)	4
Uwaga do wydania elektronicznego	4
Część I	4
1 Radioizotopowe źródła cząstek beta i fotonów gamma	6
1.1 Pojęcia podstawowe	6
1.2 Rozpady promieniotwórcze i zjawiska towarzyszące	7
1.3 Konstrukcje izotopowych źródeł promieniotwórczych; wydatek fotonów	10
2 Cząstki beta	14
2.1 Oddziaływanie cząstek beta z materią	14
2.2 Promieniowanie hamowania i źródła przetwornikowe β -X	17
3 Fotony	20
3.1 Oddziaływanie fotonów gamma z materią	20
3.1.1 Koherentne rozpraszanie fotonów na elektronach silnie związanych w atomach	20
3.1.2 Koherentne rozpraszanie fotonów na jądrach	20
3.1.3 Jądrowe rozpraszanie rezonansowe	21
3.1.4 Reakcje jądrowe	21
3.1.5 Niekoherentne rozpraszanie fotonów na quasi-swobodnych elektronach walencyjnych (zjawisko Comptona)	22
3.1.6 Absorpcja fotoelektryczna	23
3.1.7 Tworzenie par elektronowo-pozytonowych	24
3.2 Osłabienie strumienia fotonów gamma	26
3.2.1 Eksponencjalne prawo osłabienia	26
3.2.2 Liniowe współczynniki osłabienia strumienia fotonów	27
3.2.3 Masowe współczynniki osłabienia strumienia fotonów	27
3.3 Promieniowanie wtórne	39
3.3.1 Promieniowanie rozproszone	39
3.3.2 Promieniowanie fluorescencyjne	41
3.3.3 Zjawisko Augera i wydajność fluorescencji	50
4 Neutrony	53
4.1 Źródła neutronów	53
4.2 Oddziaływanie neutronów z materią	55
4.2.1 Charakterystyka ogólna	55
4.2.2 Spowalnianie i termalizacja neutronów	56
4.2.3 Właściwości neutronów termicznych	59
5 Detekcja promieniowania jądrowego ¹	62
5.1 Uwagi wstępne	62
5.2 Gazowe detektory cząstek jonizujących	62

¹Opracowali: Bohdan Dziunikowski, Bogusław Bednarek

5.2.1	Podstawy klasyfikacji detektorów gazowych	62
5.2.2	Impulsy fałszywe i sposoby ich gaszenia w licznikach proporcjonalnych i Geigera-Müllera	67
5.2.3	Charakterystyka licznika Geigera-Müllera	68
5.2.4	Podsumowanie	69
5.3	Gazowe detektory fotonów gamma i X	70
5.3.1	Specyfika detekcji fotonów gamma i X: problem wydajności detekcji	70
5.3.2	Detekcja fotonów za pomocą liczników Geigera-Müllera	70
5.3.3	Detekcja fotonów za pomocą gazowych liczników proporcjonalnych	70
5.3.4	Piki ucieczki	72
5.4	Liczniki scyntylacyjne	75
5.4.1	Ogólna zasada działania liczników scyntylacyjnych	75
5.4.2	Licznik scyntylacyjny z kryształem NaI(Tl)	76
5.4.3	Liczniki scyntylacyjne ze scyntylatorami organicznymi	78
5.5	Liczniki półprzewodnikowe	80
5.5.1	Ogólna zasada działania liczników półprzewodnikowych	80
5.5.2	Liczniki krzemowe dryfowane litem Si(Li)	80
5.5.3	Liczniki germanowe	81
5.6	Energetyczna zdolność rozdzielcza	82
5.7	Detektory neutronów	86
5.7.1	Ogólne zasady detekcji neutronów	86
5.7.2	Metody detekcji neutronów termicznych	88
5.7.3	Metody detekcji neutronów prędkich	89
5.7.4	Metoda aktywacyjna	90
6	Błędy pomiarowe w metodach radiometrycznych	92
6.1	Uwagi ogólne	92
6.2	Błąd od fluktuacji statystycznych i rozkład Poissona	92
6.3	Błędy aparaturowe	96
6.3.1	Niestabilności parametrów aparatury elektronicznej	96
6.3.2	Starzenie się liczników	97
6.3.3	Gubienie impulsów	98
6.3.4	Inne zjawiska częstościowe	99
6.3.5	Zakłócenia wymuszone przez warunki zewnętrzne	100
6.3.6	Sposoby eliminacji błędów aparaturowych	100
7	Statystyczne metody opracowywania danych pomiarowych	103
7.1	Uwagi wstępne	103
7.2	Rozkłady statystyczne i ich parametry	103
7.2.1	Wartość przeciętna	103
7.2.2	Wariancja i odchylenie standardowe	104
7.2.3	Odchylenie standardowe średniej	104
7.2.4	Rozkład normalny Gaussa	105
7.2.5	Rozkład Studenta	105
7.2.6	Przedziały ufności; precyzja	106
7.3	Test chi-kwadrat	107
7.4	Odrzucanie wyników wątpliwych	110
Część II		115
Ćwiczenie 1.		
	Statystyczny charakter rozpadów promieniotwórczych	115
Ćwiczenie 2.		
	Badanie licznika proporcjonalnego fotonów X	117

Ćwiczenie 3.	
Spektrometr promieniowania gamma z licznikiem półprzewodnikowym Ge(Li)	119
Ćwiczenie 4.	
Spektrometr promieniowania gamma z licznikiem scyntylacyjnym	121
Ćwiczenie 5.	
Badanie licznika proporcjonalnego neutronów termicznych	124
Ćwiczenie 6.	
Badanie układu koincydencyjnego	126
Ćwiczenie 7.	
Dozymetria promieniowania jonizującego	128
Ćwiczenie 8.	
Wyznaczanie poprawki na rozmiary źródła i geometrię pomiaru	132
Ćwiczenie 9.	
Wyznaczanie czasu połowicznego rozpadu izotopów krótkotrwałych	135
Ćwiczenie 10.	
Wyznaczanie czasu połowicznego rozpadu izotopów długotrwałych	138
Ćwiczenie 11.	
Pomiar aktywności źródeł promieniotwórczych metodą koincydencji	140
Ćwiczenie 12.	
Wyznaczanie maksymalnej energii cząstek beta metodą Bethego	142
Ćwiczenie 13.	
Rozpraszanie cząstek beta	144
Ćwiczenie 14.	
Rentgenowska analiza fluorescencyjna	146
Ćwiczenie 15.	
Efekty matrycy w rentgenowskiej analizie fluorescencyjnej	150
Ćwiczenie 16.	
Selektywna metoda gamma–gamma oznaczania pierwiastków ciężkich	153
Ćwiczenie 17.	
Oznaczanie żelaza w piaskach żelazistych metodą selektywnej absorpcji promieniowania gamma ze źródła ^{241}Am	156
Ćwiczenie 18.	
Oznaczanie zawartości naturalnych pierwiastków promieniotwórczych	160
Ćwiczenie 19.	
Oznaczanie równowagi promieniotwórczej szeregu uranowego	163
Ćwiczenie 20.	
Wyznaczanie stosunku przekrojów czynnych na aktywację neutronami termicznymi dla nuklidów ^{55}Mn i ^{127}I	166
Ćwiczenie 21.	
Wyznaczanie strumienia neutronów termicznych metodą aktywacyjną	168
Ćwiczenie 22.	
Oznaczanie zawartości manganu metodą aktywacyjną	173
Ćwiczenie 23.	
Wykorzystanie zjawiska selektywnej absorpcji neutronów termicznych w analizie chemicznej	176
Ćwiczenie 24.	
Wyznaczanie dyfuzyjnego współczynnika odbicia neutronów od dowolnego ośrodka	178
Ćwiczenie 25.	
Pomiar wilgotności materiałów przemysłowych metodą neutronową	182

Wstęp (do wydania drugiego)

Rozwój jądrowych metod pomiarowych, określanych też jako *metody radiometryczne*, rozpoczął się w latach pięćdziesiątych w ślad za produkcją sztucznych izotopów promieniotwórczych nie występujących w przyrodzie. Obecnie jądrowe metody pomiarowo-kontrolne oparte na wykorzystaniu tych izotopów stosowane są powszechnie w różnych dziedzinach nauki i techniki.

Celem skryptu, przeznaczonego głównie dla studentów Wydziału Fizyki i Techniki Jądrowej Akademii Górniczo-Hutniczej, jest zwięźle przedstawienie podstaw fizycznych wspomnianych metod. Ich ilustracją jest 25 ćwiczeń laboratoryjnych zestawionych w studenckiej pracowni jądrowej tego Wydziału.

W obecnym drugim wydaniu skryptu znacznie szerzej potraktowano zagadnienia detekcji promieniowania jądrowego, poświęcając mu najobszerniejszy rozdział 5. Poprzedzają go rozdziały dotyczące izotopowych źródeł promieniowania oraz oddziaływań cząstek beta, fotonów gamma i neutronów z materią. W przeglądzie tym pominięto cząstki alfa ze względu na stosunkowo wąski zakres ich zastosowań w praktyce inżynierskiej. W rozdziałach 6 i 7 opisano przyczyny błędów występujących w tego rodzaju pomiarach oraz statystyczne metody opracowywania danych pomiarowych.

Druga część skryptu zawiera krótkie instrukcje dotyczące wykonywania poszczególnych ćwiczeń laboratoryjnych. Wykorzystano tu częściowo dawne instrukcje opracowywane sukcesywnie w latach ubiegłych przez pracowników ówczesnego Instytutu Fizyki i Techniki Jądrowej AGH.

Uwaga do wydania elektronicznego

W wersji elektronicznej wprowadzono możliwość „nawigacji” – w obrębie spisu treści oraz pomiędzy wzorami i rysunkami a odnośnikami do nich w tekście. Kliknięcie (lewy klawisz myszki) na numer wzoru (rysunku) przenosi czytelnika do danego wzoru (rysunku); użycie prawego klawisza umożliwia otwarcie danego fragmentu tekstu w nowym oknie.

Prezentowane wydanie elektroniczne (A.D. 2008) zostało opracowane – w oparciu o materiały tworzące skład drugiego wydania „książkowego” – przez studentów Wydziału, pod kierunkiem Andrzeja Lendy, prodziekana ds. kształcenia. Ewentualne uwagi dotyczące jakości wersji elektronicznej proszę kierować pod adresem

<mailto:lenda@newton.ftj.agh.edu.pl>.

Część I

Opracował: Bohdan Dziunikowski

BG AGH

Rozdział 1

Radioizotopowe źródła cząstek beta i fotonów gamma

1.1 Pojęcia podstawowe

W metodach radiometrycznych jako źródła cząstek naładowanych lub fotonów promieniowania elektromagnetycznego (gamma lub X) wykorzystuje się głównie radioizotopy wytwarzane w wyniku różnych reakcji jądrowych.

Zgodnie z prawami statystycznymi, średnia liczba dN jąder radioizotopu rozpadających się w czasie dt jest proporcjonalna do całkowitej liczby N tych jąder w danym preparacie promieniotwórczym (źródle). Fakt ten można zapisać w postaci równania

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N, \quad (1.1)$$

gdzie:

λ – współczynnik proporcjonalności zwany *stałą rozpadu*.

Stała rozpadu określa stosunek liczby jąder rozpadających się w jednostce czasu (szybkość rozpadu) do całkowitej liczby jąder istniejących w danej chwili.

Z definicji szybkość rozpadu nazywamy *aktywnością źródła*. Zgodnie z równaniem (1.1), między aktywnością a i stałą rozpadu zachodzi związek

$$a \stackrel{\text{def}}{=} \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N. \quad (1.2)$$

Obowiązującą obecnie jednostką aktywności jest bekerel (Bq). Aktywność źródła wynosi 1 Bq, jeżeli w ciągu każdej sekundy następuje w nim średnio 1 rozpad promieniotwórczy któregoś jądra. Dawniej stosowaną jednostką aktywności był *kiur* (Ci) oznaczający średnio liczbę $3,7 \cdot 10^{10}$ rozpadów w ciągu sekundy.

Przepisując zależność (1.1) w postaci

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt. \quad (1.3)$$

a następnie całkując powyższe równanie, otrzymujemy wzór wyrażający prawo rozpadu promieniotwórczego:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (1.4)$$

gdzie:

N – liczba jąder danego izotopu po czasie t ,

N_0 – liczba jąder tego izotopu w chwili początkowej $t = 0$.

Wielkością najlepiej charakteryzującą szybkość rozpadania się izotopu promieniotwórczego jest jego *czas połowicznego rozpadu*. Z definicji jest to czas, po upływie którego liczba jąder promieniotwórczych maleje do połowy liczby początkowej, to znaczy do wartości $N_0/2$. Oznaczając ten czas przez $T_{1/2}$, i podstawiając go do wzoru (1.4) dostajemy

$$N_0/2 = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}. \quad (1.5)$$

Przekształcając i logarytmując zależność (1.5), otrzymujemy następujący związek między stałą λ i czasem $T_{1/2}$

$$\lambda T_{1/2} = \ln 2 \quad \text{lub} \quad T_{1/2} = \frac{0.693}{\lambda}. \quad (1.6)$$

Z przytoczonych wyżej związków między aktywnością źródła, liczbą jąder promieniotwórczych i stałą rozpadu wynika, że aktywność izotopu maleje wykładniczo z czasem, zgodnie z prawem rozpadu promieniotwórczego, a mianowicie

$$a = \lambda N = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = a_0 e^{-\lambda t}, \quad (1.7)$$

gdzie:

$a_0 = \lambda N_0$ – aktywność początkowa danego izotopu w chwili $t = 0$.

1.2 Rozpady promieniotwórcze i zjawiska towarzyszące

Istotną cechą radioizotopu jest rodzaj zachodzących w nim rozpadów oraz widmo energii towarzyszącego tym rozpadom promieniowania elektromagnetycznego.

Podstawowymi rozpadami promieniotwórczymi są:

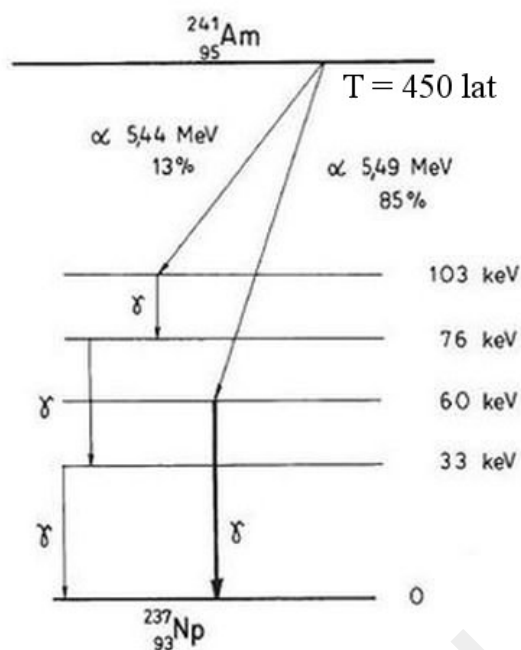
1. **Rozpad α** – polegający na emisji przez jądro ciężkie lekkiego jądra helu (cząstki α) złożonego z dwóch protonów i dwóch neutronów.
2. **Rozpad β^-** – polegający na zachodzącej wewnątrz jądra przemianie neutronu w proton z towarzyszącą temu emisją elektronu (cząstki β^-) oraz cząstki zwanej antyneutrinem elektronowym.
3. **Rozpad β^+** – polegający na zachodzącej wewnątrz jądra przemianie protonu w neutron z emisją pozytonu (cząstki β^+) i neutrina elektronowego.
4. **Wychwyt K** – polegający na pochłanianiu przez jądro elektronu z powłoki K atomu. Prowadzi to do przemiany w jądrze protonu w neutron podobnie jak w przypadku rozpadu β^+ .

Oprócz wymienionych przemian (rozpadów) jądrowych, prowadzących do przekształcenia się jąder macierzystych w jądra innych pierwiastków, występują tu jeszcze dalsze zjawiska towarzyszące tym rozpadom, a mianowicie:

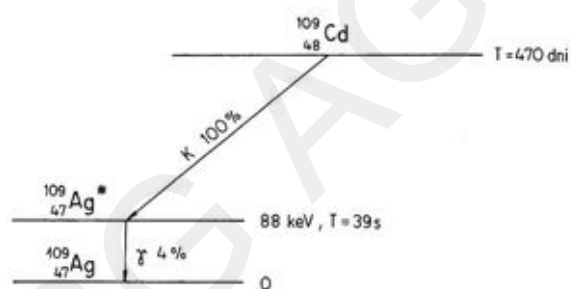
Emisja promieniowania gamma. Zjawisko to zachodzi wtedy, kiedy jądro po rozpadzie nie osiąga stanu podstawowego. Istniejący nadal nadmiar energii może być wyemitowany w postaci promieniowania elektromagnetycznego lub też przekazany elektronom powłok elektronowych atomu (zjawisko konwersji wewnętrznej – patrz niżej). W niektórych przypadkach jądro osiąga stan podstawowy poprzez kolejne pośrednie stany kwantowe. W takim przypadku każdemu rozpadowi może towarzyszyć emisja kilku fotonów gamma lub elektronów konwersji, o energiach równych różnicom energii poszczególnych stanów danego jądra. Przykład tego rodzaju kaskadowego przechodzenia jądra do stanu podstawowego widzimy na rys. 1.1, na którym przedstawiono uproszczony schemat rozpadu izotopu ^{241}Am .

Konwersja wewnętrzna. Zjawisko to polega na bezpośrednim przekazywaniu energii wzbudzenia jądra któremuś elektronowi, wskutek czego taki elektron zostaje wyrzucony z atomu zamiast fotonu gamma z jądra. Prawdopodobieństwo tego zjawiska zależy silnie od liczby atomowej Z jądra (w przybliżeniu proporcjonalnie do Z^3).

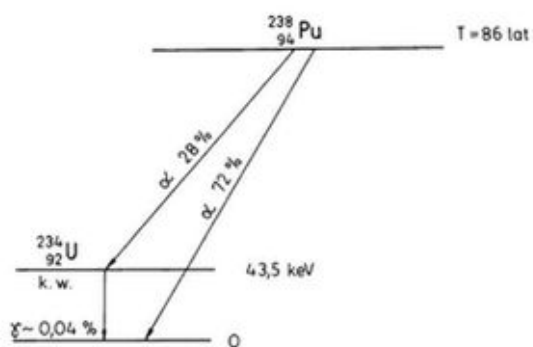
Emisja charakterystycznego promieniowania X . W wyniku zarówno wychwytu K , jak i konwersji wewnętrznej w powłokach elektronowych atomów tworzą się „dziury”. Ich zapełnianie przez elektrony z poziomów wyższych jest związane z emisją charakterystycznego promieniowania X pierwiastka, który się tworzy w wyniku danej przemiany jądrowej. Schematy rozpadów tego typu źródeł promieniowania X przedstawiono przykładowo na rysunkach (1.2) i (1.3). Z kolei na rysunkach (1.4) i (1.5) pokazano widma energii fotonów X emitowanych przez te źródła.



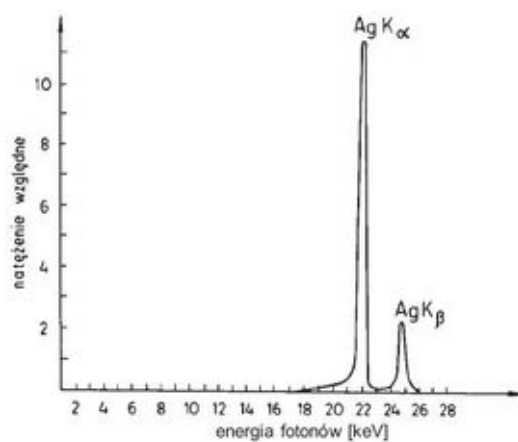
Rys. 1.1. Uproszczony schemat rozpadu izotopu ^{241}Am



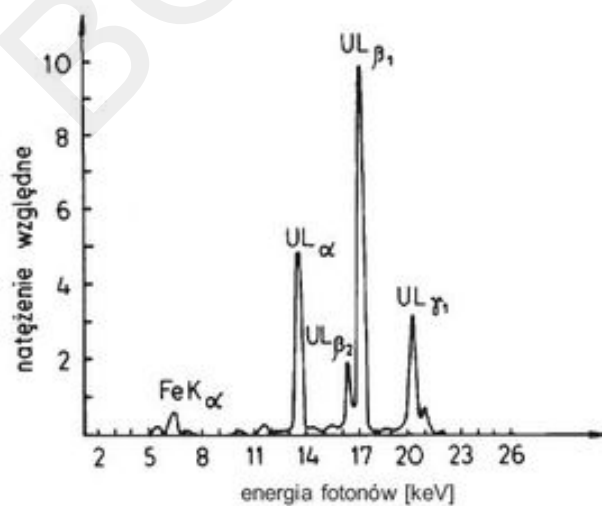
Rys. 1.2. Schemat rozpadu jąder izotopu ^{109}Cd . Wskutek wychwyty K przez jądra kadmu tworzą się wzbudzone jądra srebra Ag^* . Jądra te przechodzą do stanu podstawowego poprzez emisję gamma (4%) lub przez konwersję wewnętrzną (96%), w wyniku której tworzą się wzbudzone atomy srebra. Atomy te, przechodząc do stanu podstawowego, emitują promieniowanie X serii $\text{Ag } K$



Rys. 1.3. Uproszczony schemat rozpadu jąder izotopu ^{238}Pu . Wskutek tego rozpadu alfa jąder plutonu tworzą się wzbudzone jądra uranu, które swą energię wzbudzenia (43,5 keV) przekazują elektronom atomowym z poziomu L (konwersja wewnętrzna). Przejściom elektronów z wyższych poziomów na zwolnione miejsca na poziomie L towarzyszy emisja promieniowania X serii L uranu



Rys. 1.4. Widmo energii fotonów X źródła ^{109}Cd otrzymane przy użyciu licznika półprzewodnikowego Si(Li)

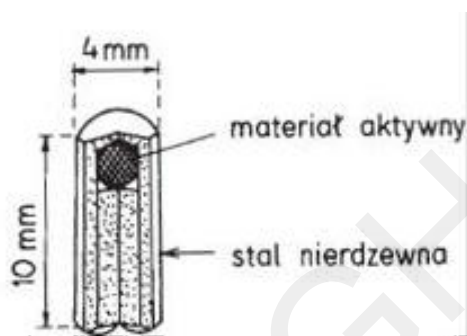


Rys. 1.5. Widmo energii fotonów X źródła ^{238}Pu otrzymane przy użyciu licznika półprzewodnikowego Si(Li).
(Linia $\text{FeK}\alpha$ powstaje w wyniku absorpcji fotoelektrycznej w stalowej obudowie źródła)

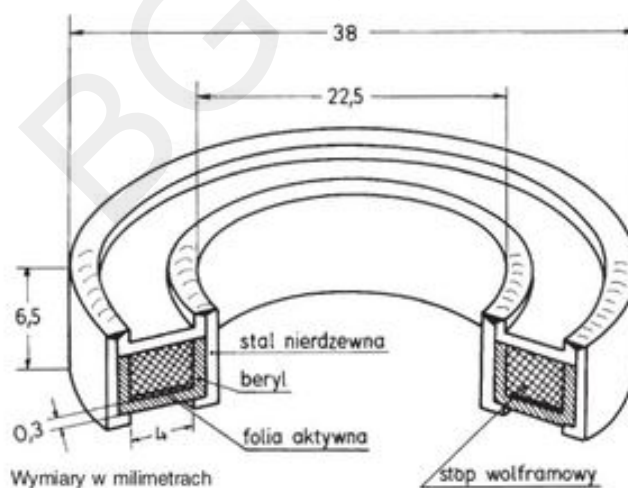
1.3 Konstrukcje izotopowych źródeł promieniotwórczych; wydatek fotonów

Z przedstawionej charakterystyki izotopowych źródeł promieniowania wynika, że aktywność źródła nie określa jednoznacznie liczby fotonów promieniowania gamma lub X o danej energii emitowanych przez źródło w jednostce czasu, czyli tak zwanego *wydatku fotonów*. Wydatek fotonów zależy nie tylko od aktywności radioizotopu, lecz także od względnego natężenia danej linii promieniowania oraz samoabsorpcji tego promieniowania w samym źródle i jego obudowie. Mówiąc o wydatku fotonów źródła promieniotwórczego, należy jeszcze rozróżniać wydatek tych fotonów w pełny kąt bryłowy oraz wydatek z okienka źródła obudowanego.

Ze względu na kształt, rozmiary i aktywność produkowanych źródeł można wyróżnić ich różne typy mające określone oznaczenia katalogowe. Pod względem geometrycznym wyróżnia się źródła punktowe, pierścieniowe oraz dyskowe. Szczegóły konstrukcyjne takich źródeł, produkowanych przez Ośrodek Radiochemiczny Amersham w Anglii, przedstawiono przykładowo na rysunkach (1.6), (1.7) i (1.8). Zasadniczą część źródła stanowią zwykle folia metalowa lub materiał ceramiczny z zaadsorbowaną substancją promieniotwórczą. Listę najczęściej stosowanych źródeł cząstek beta oraz fotonów gamma i X przedstawiono w tabelach (1.1) i (1.2).

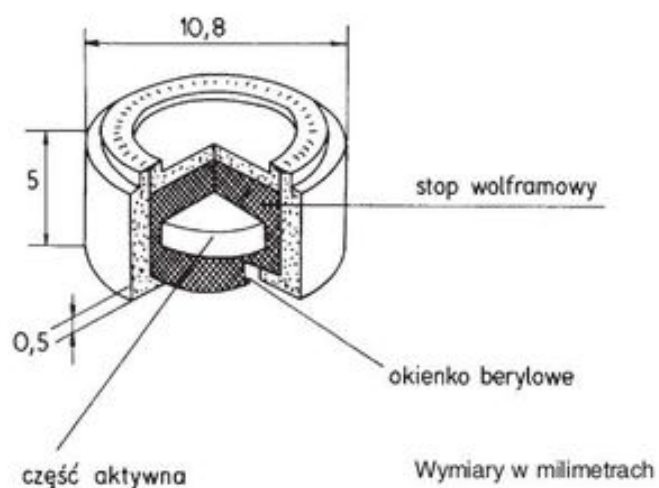


Rys. 1.6. Przykład konstrukcji źródła punkowego (według: *Radiation Sources for Laboratory and Industrial Use. The Radiochemical Centre Amersham, England 1974/75*)



Rys. 1.7. Przykład konstrukcji źródła pierścieniowego (według: *Radiation Sources for Laboratory and Industrial Use. The Radiochemical Centre Amersham, England 1974/75*)

W przypadku źródła $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ izotop strontu ^{90}Sr rozpada się poprzez przemianę β^- z czasem połowicznego rozpadu około 20 lat. W wyniku tych rozpadów tworzą się jądra itru ^{90}Y , które również nie są trwałe, lecz rozpadają się dalej z czasem połowicznego rozpadu około 64 godzin. W rezultacie źródło $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ emituje dwie grupy cząstek beta o energiach maksymalnych 0,54 MeV (^{90}Sr) i 2,27 MeV (^{90}Y), przy czym krótkotrwałe jądra itru są cały czas produkowane wskutek rozpadów jąder strontu.



Rys. 1.8. Przykład konstrukcji źródła dyskowego (według: *Radiation Sources for Laboratory and Industrial Use. The Radiochemical Centre Amersham England 1974/75*)

Tab. 1.1. Najczęściej stosowane źródła cząstek beta

Izotop	Czas połowicznego rozpadu	Energia maksymalna cząstek beta [keV]	Energia towarzyszących fotonów gamma [keV]
^3H	12,5 lat	18	—
^{14}C	5730 lat	155	—
^{35}S	87 dni	167	—
^{63}Ni	100 lat	67	—
$^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$	28 lat	540 (^{90}Sr) 2270 (^{90}Y)	—
^{147}Pm	2,6 lat	225	—
^{204}Tl	2,7 lat	760	76

Tab. 1.2. Najczęściej stosowane źródła fotonów gamma i X

Izotop	Czas połowicznego rozpadu	Główne energie fotonów [keV]	Emisja* [%]
²⁴¹ Am	450 lat	26 gamma	2
		60 gamma	35
		14 – 20 Np L X	37
¹³³ Ba	10 lat	53 gamma	2
		81 gamma	34
		276 gamma	7
		303 gamma	18
		356 gamma	62
		384 gamma	9
		30 – 36 Cs K X	120
¹⁰⁹ Cd	450 dni	88 gamma	4
		22 – 26 Ag K X	102
⁵⁷ Co	270 dni	14 gamma	9
		122 gamma	85
		137 gamma	11
		6 – 7 Fe K X	55
⁶⁰ Co	5,3lat	1173 gamma	100
		1333 gamma	100
¹³⁷ Cs	30 lat	662 gamma	85
		32 – 37 Ba K X	7
⁵⁵ Fe	2,7 lat	5,9 – 6,5 Mn K X	28
¹⁵³ Gd	240 dni	70 gamma	2
		97 gamma	30
		103 gamma	20
		41 – 49 Eu K X	110
¹²⁵ I	60 dni	35	7
		27 – 32 Te K X	140
²² Na	2,6 lat	511 z anihilacji β^+	100
¹⁴⁷ Pm	2,6 lat	1275 gamma	
		charakterystyczne promieniowanie X tarczy + promieniowanie hamowania	
²³⁸ Pu	87 lat	13 – 20 U L X	13
⁷⁵ Se	120 dni	97 gamma	3
		121 gamma	16
		136 gamma	54
		265 gamma	57
		280 gamma	19
		401 gamma	12
		10 – 12 As K X	50
¹⁷⁰ Tm	128 dni	84 gamma	3
		51 – 61 Yb K X	5

* liczba fotonów na 100 rozpadów.

Bibliografia

- [1] Lederer C. M., Hollander J. M., Perlman L.: *Table of isotopes*. New. York, John Wiley and Sons 1968
- [2] Massalski J.: *Fizyka dla inżynierów*. Część II. Warszawa, WNT 1975
- [3] Strzałkowski A.: *Wstęp do fizyki jądra atomowego*. Warszawa, PWN 1978
- [4] Szczeniowski S.: *Fizyka doświadczalna. Część VI – Fizyka jądra i cząstek elementarnych*. Warszawa, PWN 1974

Rozdział 2

Cząstki beta

2.1 Oddziaływanie cząstek beta z materią

Wszystkie elektrony, a więc również cząstki beta tworzące się w wyniku przemian jądrowych, oddziałują z materią. Należy tu wyróżnić oddziaływania z elektronami atomowymi oraz z jądrami. Skutkiem tych oddziaływań może być:

- 1) jonizacja atomów, polegająca na odrywaniu od atomu elektronów walencyjnych z najbardziej zewnętrznej powłoki (poziomu) elektronowej,
- 2) wzbudzenie atomów, polegające na wybijaniu elektronów z wewnętrznych powłok elektronowych,
- 3) rozpraszanie sprężyste cząstek beta na elektronach atomowych,
- 4) rozpraszanie sprężyste na jądrami,
- 5) radiacyjne straty energii cząstek, polegające na generacji *promieniowania hamowania*.

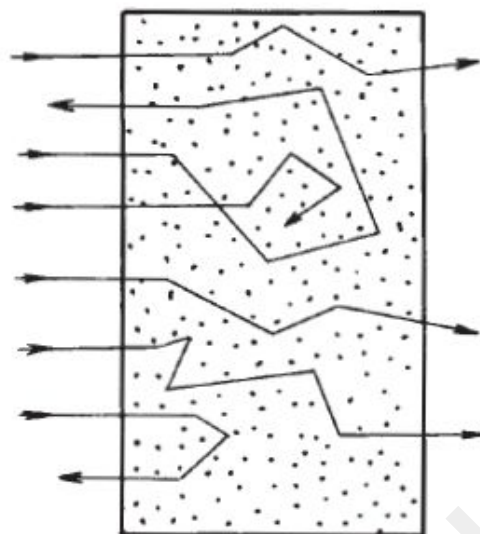
Brak jest ogólnej teorii oddziaływania z materią elektronów (cząstek beta), która obejmowałaby równocześnie wszystkie wymienione zjawiska. Podejmowano jedynie próby teoretycznego opisu poszczególnych zjawisk, na przykład rozpraszania elektronów na elektronach atomowych z punktu widzenia zarówno fizyki klasycznej, jak i teorii kwantowo-relatywistycznej. Zagadnienie to przedstawia w swej książce R. D. Evans [2]. W niniejszym opracowaniu ograniczymy się więc tylko do przedstawienia faktów doświadczalnych.

W wyniku oddziaływań cząstek beta zarówno z elektronami, jak i jądrami atomowymi, cząstki te ulegają w materii rozproszeniom, w związku z czym poruszają się po torach zygzakowatych jak na rys. 2.1. W rezultacie strumień cząstek beta transmitowanych przez dany materiał ulega osłabieniu. Ilustracją tego może być krzywa na rys. 2.2. Zaznaczono na nim tzw. *zasięg efektywny* cząstek beta oraz *grubość połówkową absorbentu*, przy której następuje osłabienie strumienia tych cząstek do połowy jego wartości pierwotnej. Przez natężenie lub gęstość strumienia cząstek rozumie się liczbę cząstek transmitowanych w jednostce czasu przez jednostkową powierzchnię.

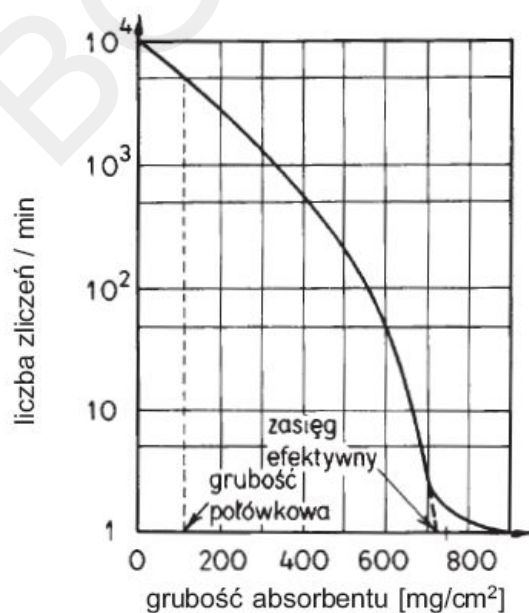
Jedną z przyczyn takiego charakteru osłabienia strumieni cząstek beta w materii (jak na rys. 2.2) jest fakt, że widmo energii tych cząstek jest ciągłe. Wynika to z kolei stąd, że energia wyzwolana w czasie rozpadu beta rozdziela się stochastycznie na trzy cząstki, to znaczy na cząstkę beta, antyneutrino oraz jądro końcowe (odrzucone jądro). Na rys. 2.3 przedstawiono zasięg elektronów (cząstek beta) o różnych energiach w aluminium.

W praktyce istotną rolę przy rozpraszaniu cząstek beta odgrywa zjawisko ich rozpraszania wstecznego, to znaczy pod kątem bliskim 180° . Doświadczenie wykazuje, że strumień cząstek beta rozpraszanych wstecznie zależy od liczby atomowej Z pierwiastka rozpraszającego. Na rys. 2.4 przedstawiono wyniki takich doświadczeń otrzymane przy użyciu materiałów rozpraszających (tarczowych) w postaci płytek z różnych pierwiastków metalicznych.

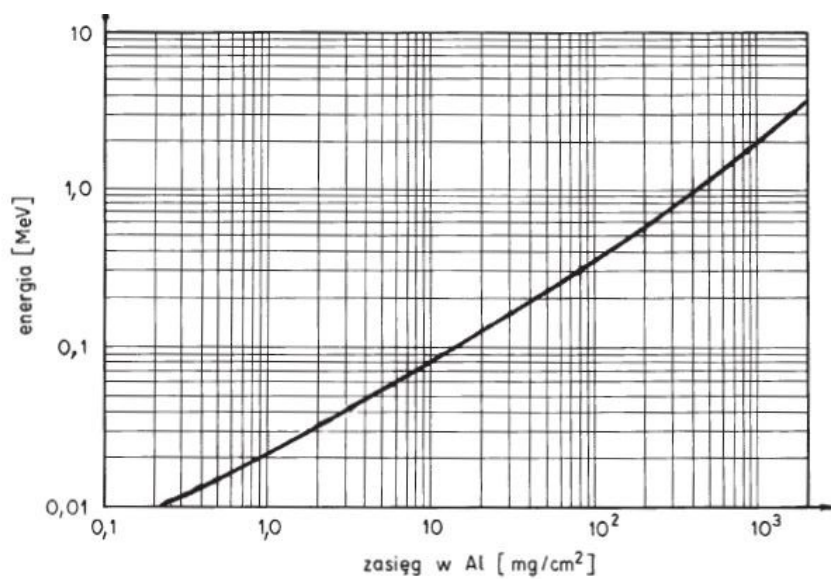
W przypadku materiałów rozpraszających o złożonym składzie chemicznym, strumień rozproszonych wstecznie cząstek beta zależy od *efektywnej liczby atomowej* danego materiału. Wielkość tę można zdefiniować ogólnie jako liczbę atomową takiego pierwiastka, w którym dane zjawisko fizyczne (na przykład rozpraszanie cząstek) zachodzi w taki sposób, że mierzony efekt końcowy (na przykład strumień cząstek rozproszonych wstecznie) jest identyczny, jak w przypadku danego materiału o złożonym składzie chemicznym. Zgodnie z tą



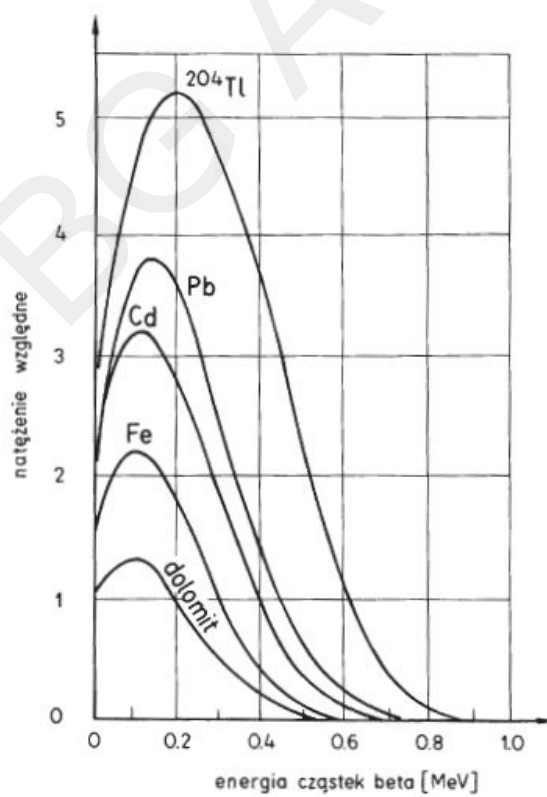
Rys. 2.1. Ilustracja torów cząstek beta w materii



Rys. 2.2. Krzywa osłabienia strumienia cząstek beta w aluminium (źródło ^{32}P)



Rys. 2.3. Krzywa zasięgu elektronów (cząstek beta) w aluminium



Rys. 2.4. Widma energii cząstek beta ze źródła ^{204}Tl rozproszonych wstecznie na różnych materiałach (krzywa górna przedstawia widmo cząstek pierwotnych padających na licznik wprost ze źródła ^{204}Tl)

definicją, efektywna liczba atomowa Z_{ef} określonego materiału zależy nie tylko od jego składu chemicznego, jak w przypadku średniej liczby atomowej \bar{Z} , lecz również od danego zjawiska fizycznego. Przez średnią liczbę atomową rozumie się wielkość zdefiniowaną wzorem:

$$\bar{Z} = \sum_{i=1}^n Z_i W_i, \quad (2.1)$$

gdzie:

Z_i, W_i – liczby atomowe i zawartości względne („ułamki wagowe”) poszczególnych pierwiastków, wchodzących w skład danego materiału,

n – liczba pierwiastków w tym materiale.

Dominujący wpływ na wartość zarówno efektywnej, jak i średniej liczby atomowej substancji ma obecność w niej pierwiastków ciężkich o stosunkowo dużych liczbach atomowych Z_i . Jeżeli więc mamy materiał złożony ze stosunkowo lekkiej matrycy i jednego tylko pierwiastka ciężkiego, to strumień cząstek beta rozproszonych od takiego materiału zależy jednoznacznie od zawartości tego pierwiastka ciężkiego. W praktyce metoda taka znalazła zastosowanie, między innymi, do oznaczania zawartości ołowiu w szkłe kryształowym, wolframu w stali stopowej, popielności węgla itp.

2.2 Promieniowanie hamowania i źródła przetwornikowe β -X

Wskutek oddziaływania cząstek beta z jądrami i elektronami atomowymi cząstki te są hamowane, to znaczy wytracają swoją energię kinetyczną. Zgodnie z prawami elektrodynamiki klasycznej tracona energia mechaniczna przekształca się wówczas w energię promieniowania elektromagnetycznego zwanego *promieniowaniem hamowania*. Proces generacji tego promieniowania jest tu analogiczny jak w lampach rentgenowskich przy hamowaniu na anodzie elektronów przyspieszanych w polu elektrycznym. Energia E_h emitowana w postaci promieniowania hamowania, przypadająca na jeden elektron o energii E_e , wyraża się wzorem:

$$E_h = k Z E_e^2, \quad (2.2)$$

gdzie:

k – współczynnik proporcjonalności

Z – liczba atomowa pierwiastka „tarczowego” bombardowanego przez elektrony.

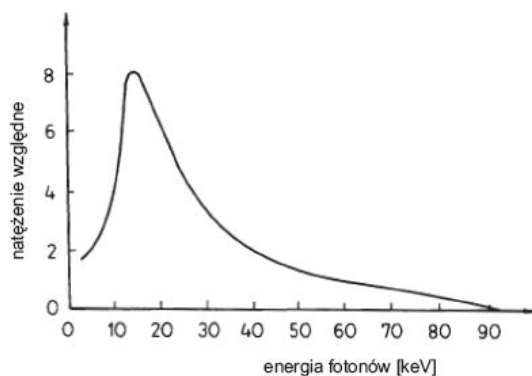
W przypadku cząstek beta o ciągłym widmie energii, wzór (2.2) należy całkować po całym tym widmie. Energia E_h promieniowania hamowania jest to całkowita energia fali elektromagnetycznej wypromieniowywana w pełny kąt bryłowy. A zatem nie należy jej mylić z energią $h\nu$ pojedynczych fotonów, których energia maksymalna odpowiada maksymalnej energii kinetycznej hamowanych cząstek.

Zwróćmy uwagę na zależność wypromieniowywanej energii E_h od liczby atomowej Z tarczy. Należy o tym pamiętać przy projektowaniu pojemników do przechowywania źródeł cząstek beta. Na przykład pojemnik ołowiany stanowi skuteczną osłonę przed samymi cząstkami beta, jednakże staje się on źródłem przenikliwego promieniowania hamowania. W związku z tym grubość ścianek powinna być na tyle duża, aby gwarantowała samoabsorpcję generowanego w nich promieniowania elektromagnetycznego. Innym rozwiązaniem może być zastosowanie w pojemniku wewnętrznej wykładziny z materiału lekkiego, na przykład pleksiglasu. Cząstki beta wytracają wówczas energię wskutek zderzeń z jądrami lekkimi. Towarzyszące temu słabe promieniowanie hamowania może być skutecznie absorbowane przez zewnętrzną stosunkowo cienką warstwę, na przykład ołowiu.

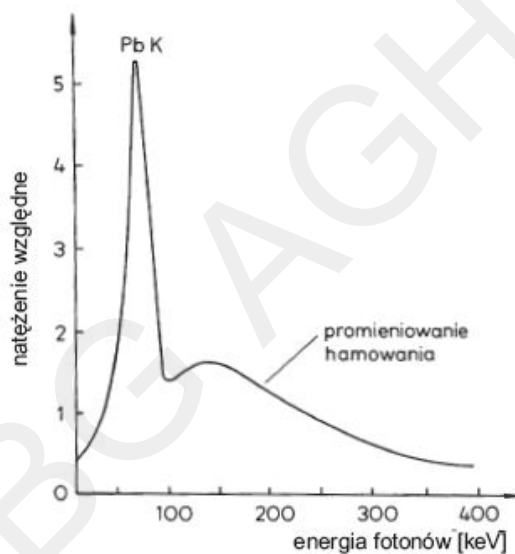
Zjawisko generacji promieniowania hamowania wykorzystuje się w praktyce do sporządzania tak zwanych *źródeł przetwornikowych* β -X składających się z radioizotopowego emitera cząstek beta i odpowiedniego pierwiastka tarczowego. Jako emitery tych cząstek wykorzystuje się na przykład izotopy ^{147}Pm lub $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$. Jako materiały tarczowe stosuje się glin, cyrkon, srebro i inne. Na rys. 2.5 pokazano przykładowo widmo promieniowania hamowania źródła $^{147}\text{Pm}/\text{Al}$.

Oprócz promieniowania hamowania o widmie ciągłym, źródła przetwornikowe mogą być również emitorem charakterystycznego promieniowania X pierwiastków tarczowych. Emisja tego promieniowania następuje wskutek wzbudzenia atomów „tarczy” zarówno przez same cząstki beta, jak i przez fotony ich promieniowania hamowania. Zachodzi to wtedy, kiedy część widma energii cząstek beta leży w zakresie energii większych

od krawędzi absorpcji fotoelektrycznej pierwiastka tarczowego. Zjawisko emisji promieniowania charakterystycznego przez wzbudzone atomy będzie dokładnie omówione w p. 3.3.2. Na rys. 2.6 przedstawiono widmo promieniowania X źródła przetwornikowego złożonego z radioizotopu $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ i tarczy ołowianej.



Rys. 2.5. Widmo energii fotonów promieniowania hamowania źródła przetwornikowego $^{147}\text{Pm}/\text{Al}$



Rys. 2.6. Widmo energii fotonów X ze źródła przetwornikowego $(^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y})/\text{Pb}$

Bibliografia

- [1] England J. B.: *Metody doświadczalne fizyki jądrowej*. Warszawa, PWN 1980
- [2] Evans R. D.: *The atomic nucleus*. New York, McGraw-Hill Book Company 1955
- [3] Massalski J.: *Fizyka dla inżynierów. Część II*. Warszawa, WNT 1975
- [4] Strzałkowski A.: *Wstęp do fizyki jądra atomowego*. Warszawa, PWN 1978

Rozdział 3

Fotony

3.1 Oddziaływanie fotonów gamma z materią

Fotony gamma lub X mogą oddziaływać:

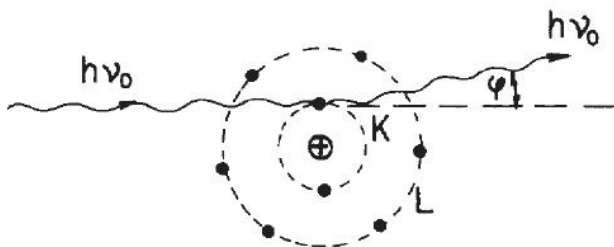
- z elektronami silnie związanymi w atomach (na wewnętrznych powłokach elektronowych),
- z jądrami atomowymi,
- z elektronami walencyjnymi (quasi-swobodnymi),
- z polem elektrycznym jąder i elektronów.

Skutkiem takich oddziaływań może być:

- rozpraszanie koherentne fotonów (bez zmiany ich energii $h\nu_0$),
- rozpraszanie niekoherentne (komptonowskie) ze zmianą energii rozpraszanych fotonów,
- absorpcja fotonów.

3.1.1 Koherentne rozpraszanie fotonów na elektronach silnie związanych w atomach

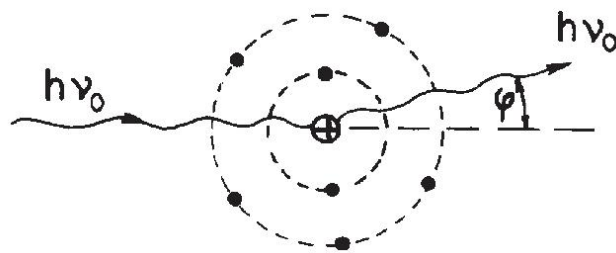
Rozpraszanie koherentne promieniowania gamma i X na elektronach atomowych zachodzi wtedy, kiedy energia $h\nu_0$ fotonu jest mniejsza od energii wiązania elektronu w atomie. Elektron taki nie może więc zostać „wybity” z atomu, a tym samym foton oddziałując z takim elektronem nie traci energii. Może on się tylko rozproszyć pod niewielkim kątem jak narys. 3.1. Przekrój czynny na takie zjawisko zależy silnie od liczby atomowej Z atomu (proporcjonalnie do Z^3). Przekrój ten zwiększa się też w miarę zmniejszenia energii fotonów.



Rys. 3.1. Koherentne rozpraszanie fotonu na elektronie silnie związanym w atomie. Mały kąt rozproszenia φ

3.1.2 Koherentne rozpraszanie fotonów na jądrami

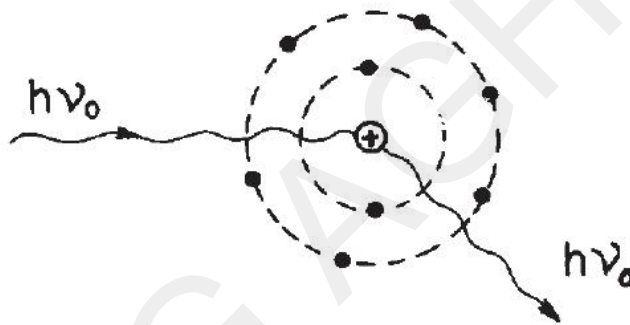
Zjawisko to (rys. 3.2) nie odgrywa w praktyce znaczącej roli dając podobny efekt końcowy jak w przypadku rozpraszania na elektronach silnie związanych. W obu tych przypadkach fotony rozpraszają się pod małymi kątami φ bez zmiany energii.



Rys. 3.2. Koherentne rozpraszanie fotonu na jądrze. Mały kąt rozproszenia ϕ

3.1.3 Jądrowe rozpraszanie rezonansowe

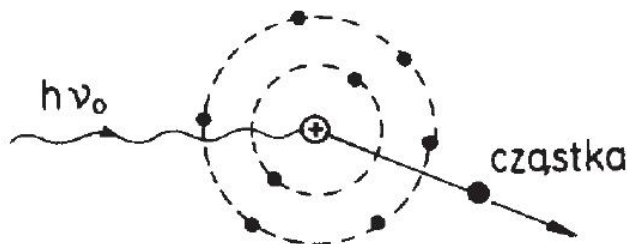
Zjawisko rozpraszania rezonansowego polega na absorpcji fotonu przez jądro z natychmiastową reemisją fotonu wtórnego o takiej samej energii $h\nu_0$ jak energia fotonu pierwotnego (rys. 3.3). W odróżnieniu od poprzednich zjawisk rozpraszania koherentnego, przy rozpraszaniu rezonansowym fotony wtórne wykazuje izotropowy rozkład przestrzenny. Zjawisko to może zachodzić tylko dla fotonów o energii większej od określonej energii progowej, charakterystycznej dla danego jądra.



Rys. 3.3. Jądrowe rozproszenie rezonansowe fotonu o energii $h\nu_0$ przewyższającej energię wzbudzenia jądra. Izotropowy rozkład kątowy fotonów wtórnych

3.1.4 Reakcje jądrowe

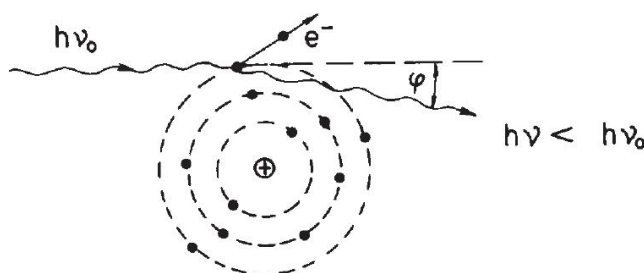
Reakcje jądrowe wywoływane przez promieniowanie gamma (fotoreakcje) polegają na absorpcji przez jądro fotonu z natychmiastową emisją na przykład neutronu lub protonu (rys. 3.4). Tego typu reakcje (γ, n) lub (γ, p) charakteryzują się stosunkowo wysokimi progami energetycznymi w granicach 8–30 MeV z wyjątkiem dwóch jąder: ${}^9\text{Be}$ i ${}^2\text{H}$, w których fotoreakcja (γ, n) może zachodzić już dla fotonów o energiach przewyższających odpowiednio 1,66 i 2,22 MeV.



Rys. 3.4. Fotoreakcja (γ, n) lub (γ, p)

3.1.5 Niekoherentne rozpraszanie fotonów na quasi-swobodnych elektronach walencyjnych (zjawisko Comptona)

W wyniku „zderzenia” fotonu o energii $h\nu_0$ z elektronem walencyjnym prawie swobodnym (słabo związanym) może on przejść część energii i pędu fotonu. W ten sposób elektron uzyskuje pewną energię kinetyczną (energię odrzutu), natomiast foton traci część swej energii pierwotnej zmieniając równocześnie kierunek propagacji zgodnie z zasadą zachowania pędu (rys. 3.5). Kąt rozproszenia φ fotonu może wynosić od zera do 180° , przy czym dla fotonów o stosunkowo małych energiach pierwotnych względne natężenie promieniowania rozproszonego ma wyraźne minimum przy kącie rozproszenia $\varphi = 90^\circ$ (rys. 3.6).



Rys. 3.5. Niekoherentne (komptonowskie) rozproszenie fotonu na elektronie słabo związanym z atomem

Energia $h\nu$ fotonów rozproszonych w wyniku zjawiska Comptona zależy od energii pierwotnej $h\nu_0$ i kąta rozproszenia φ . Zależność tę można przedstawić w postaci

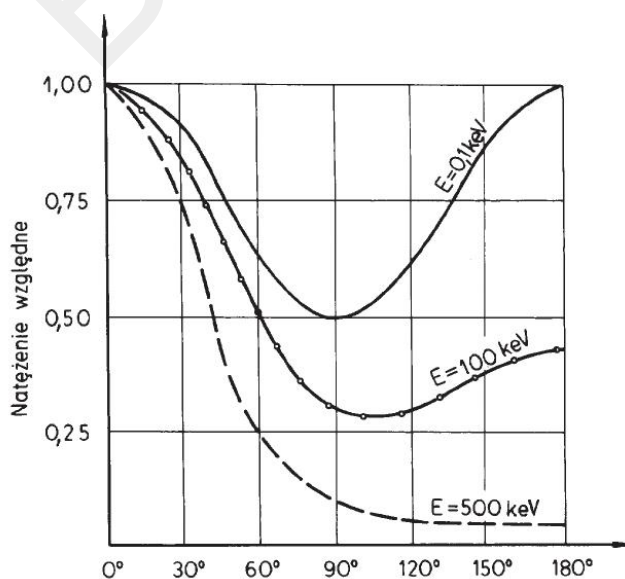
$$h\nu = \frac{h\nu_0}{1 + \frac{h\nu_0}{m_0c^2}(1 - \cos \varphi)}, \quad (3.1)$$

gdzie:

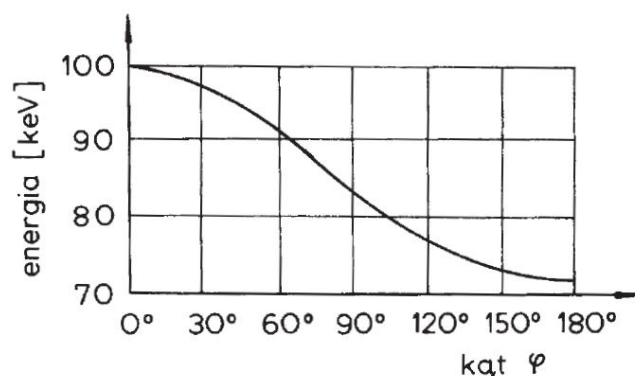
m_0 – masa spoczynkowa elektronu,

c – prędkość światła.

Na rys. 3.7 przedstawiono zmiany energii rozproszonych fotonów o energii pierwotnej 100 keV w zależności od kąta rozproszenia φ .



Rys. 3.6. Natężenie rozproszonego promieniowania gamma w funkcji kąta rozproszenia dla różnych energii początkowych $E = h\nu_0$ fotonów



Rys. 3.7. Zmiana energii rozproszonych fotonów o energii pierwotnej $h\nu_0 = 100$ keV w zależności od kąta rozproszenia φ

Przekrój czynny σ_e na komptonowskie rozproszenie fotonu na pojedynczym elektronie swobodnym wyznaczyli teoretycznie O. Klein i Y. Nishina na podstawie relatywistycznej mechaniki kwantowej (równania falowego Diraca). Przekrój ten zmniejsza się w miarę zwiększania energii fotonów.

Jeżeli energia początkowa fotonów jest znacznie większa od energii wiązania elektronów w atomach danego materiału rozpraszającego, to można przyjąć, że rozpraszanie komptonowskie zachodzi wtedy na wszystkich elektronach atomowych, nie tylko walencyjnych. Dotyczy to zwłaszcza pierwiastków lekkich o małych liczbach atomowych. W takim przypadku przekrój czynny σ_a na rozproszenie komptonowskie fotonu w pojedynczym atomie można obliczyć mnożąc przekrój czynny σ_e przez liczbę elektronów w danym atomie (liczbę atomową Z). A zatem

$$\sigma_a = \sigma_e Z. \quad (3.2)$$

W praktyce bardziej użyteczną wielkością jest przekrój czynny na rozpraszanie fotonów w jednostkowej masie określonego pierwiastka, czyli masowy współczynnik rozproszenia komptonowskiego μ_c . Współczynnik ten jest określony wzorem

$$\mu_c = \sigma_e Z \frac{N_A}{M_m}, \quad (3.3)$$

gdzie:

N_A – liczba Avogadra,

M_m – masa molowa danego pierwiastka.

Zwróćmy uwagę, że iloraz N_A/M_m oznacza liczbę atomów w jednostkowej masie (1 gramie) pierwiastka.

Wartość współczynnika μ_c zmniejsza się w miarę zwiększania energii rozpraszanych fotonów (poprzez σ_e) i w miarę wzrostu liczby atomowej Z pierwiastka rozpraszającego. Ta ostatnia zależność wynika z faktu, że ze wzrostem liczby Z zmniejsza się wartość stosunku Z/A wskutek coraz większej przewagi liczby neutronów nad liczbą protonów w jądrach o coraz większych liczbach atomowych.

Jeśli materiał rozpraszający składa się z różnych pierwiastków, to wtedy współczynnik μ_c dla takiego materiału jest określony wzorem:

$$\mu_c = \sigma_e N_A \sum_{i=1}^n W_i \frac{Z_i}{M_i}, \quad (3.4)$$

gdzie:

W_i – zawartość względna pierwiastka o liczbie atomowej Z_i i masie molowej M_i ,

n – liczba pierwiastków wchodzących w skład materiału rozpraszającego.

3.1.6 Absorpcja fotoelektryczna

Zjawisko absorpcji fotoelektrycznej polega na tym, że foton o energii $h\nu$ przekazuje całą tę energię któremuś elektronowi związanemu na wewnętrznej powłoce elektronowej atomu, powodując wyrzucenie (wybicie) tego elektronu poza atom (rys. 3.8). W rezultacie foton znika, natomiast wybity z atomu elektron (fotoelektron) unosi pewną energię kinetyczną E_k określoną wzorem

$$E_k = h\nu - E_w, \quad (3.5)$$

gdzie:

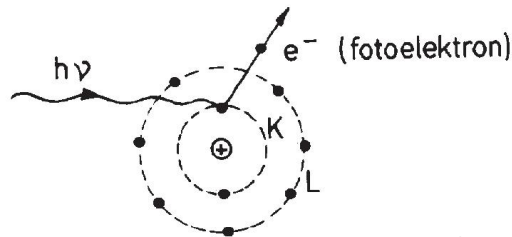
E_w – energia wiązania elektronu w atomie (pomijamy tu energię odrzutu atomu nie większą od około 0,1 eV).

Ze wzoru (3.5) widać, że zjawisko absorpcji fotoelektrycznej na określonej powłoce elektronowej w danym atomie może zajść tylko przy spełnieniu warunku: $h\nu \geq E_w$.

Przekrój czynny τ_a na absorpcję fotoelektryczną na jeden atom jest określony w przybliżeniu wzorem

$$\tau_a = \tau_0 \frac{Z^5}{(h\nu)^3}, \quad (3.6)$$

gdzie: τ_0 – stały współczynnik proporcjonalności.



Rys. 3.8. Absorpcja fotoelektryczna fotonu o energii $h\nu$ przewyższającej energię wiązania (*krawędź absorpcji*) elektronu na poziomie K w danym atomie

Z kolei przekrój czynny na to zjawisko na jednostkową masę absorbentu (*masowy współczynnik absorpcji fotoelektrycznej*) μ_f otrzymujemy, mnożąc przekrój czynny τ_a przez liczbę atomów w jednostce masy danego pierwiastka, a zatem:

$$\mu_f = \tau_a \frac{N_A}{A} = \tau_0 \frac{Z^5}{(h\nu)^3} \frac{N_A}{M_m}, \quad (3.7)$$

gdzie oznaczenie podobne jak we wzorach (3.3) i (3.6).

Wyrażona wzorem (3.7) zależność współczynnika μ_f od energii $h\nu$ fotonów (dla określonej liczby atomowej Z absorbentu) ma charakter monotoniczny w całym zakresie energii z wyjątkiem energii wiązania elektronów na poszczególnych powłokach elektronowych. Dla tych wartości występują nieciągłości omawianej funkcji w postaci tzw. *skoków absorpcji* widocznych na rys. 3.9. Na rysunku tym przedstawiono zależność współczynnika μ_f od energii fotonów, przykładowo dla atomów ołowiu ($Z = 82$).

Energie wiązania elektronów na poszczególnych powłokach K , L , M itd. w atomie nazywamy *krawędziami absorpcji fotoelektrycznej*.

Jak widać z rys. 3.9 krawędzie L i M absorpcji fotoelektrycznej wykazują tak zwaną *strukturę subtelną* (rozszczipienie). Odzwierciedla to strukturę poziomów energii elektronów na powłokach L i M w atomach. Zwróćmy też uwagę, że absorpcja fotoelektryczna ma charakter rezonansowy, wykazując lokalne maksima dla „ponadkrawędziowych” energii fotonów.

3.1.7 Tworzenie par elektronowo-pozytonowych

Zjawisko tworzenia (kreacji) par cząstek w postaci elektronu (e^-) i pozytonu (e^+) polega na zamianie energii $h\nu$ fotonu w polu kulombowskim jądra lub elektronu na masę tych cząstek, przy spełnieniu koniecznego tu warunku energetycznego.

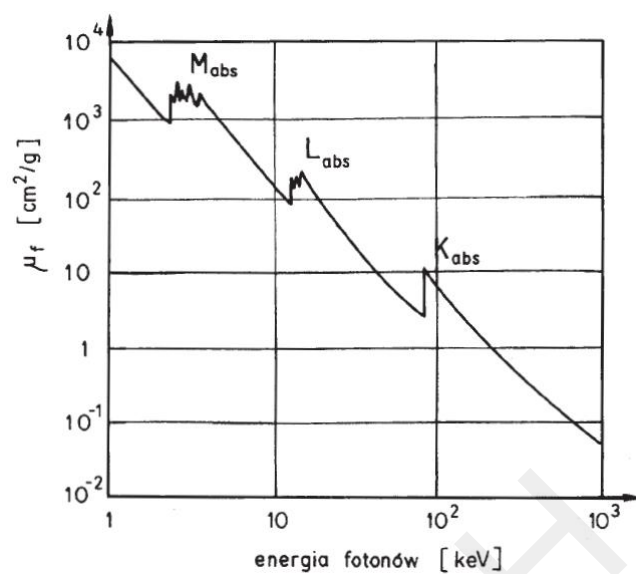
$$h\nu \geq 2m_0c^2 = 2 \cdot 0,51 \text{ MeV} = 1,02 \text{ MeV},$$

gdzie:

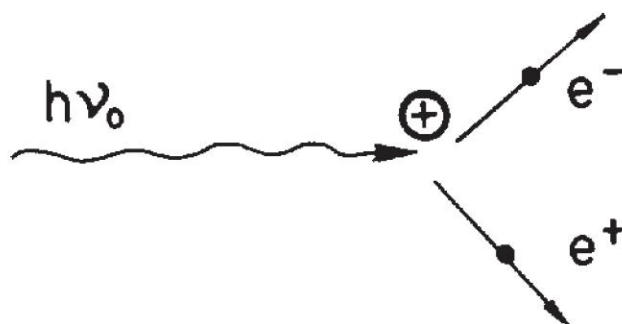
m_0 – masa spoczynkowa elektronu lub pozytonu,

c – prędkość światła,

$m_0c^2 = E$ – energia spoczynkowa elektronu związana z jego masą spoczynkową (wzór Einsteina wyrażający równowagę masy i energii).



Rys. 3.9. Krawędzie absorpcji fotoelektrycznej fotonów w ołowiu



Rys. 3.10. Tworzenie pary elektron (e^-) – pozyton (e^+) w polu kulombowskim jądra

Przekrój czynny κ na tworzenie pary elektronowo-pozytonowej w polu jądra jest określony wzorem

$$\kappa = \kappa_0 Z^2 \left(a \ln \frac{2h\nu_0}{m_0 c^2} - b \right), \quad (3.8)$$

gdzie:

$$\kappa_0 = 5,8 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2/\text{jądro},$$

a, b – stałe bezwymiarowe o wartościach rzędu kilku jednostek.

W zjawisku tworzenia par muszą być spełnione następujące zasady zachowania:

- zasada zachowania całkowitej energii relatywistycznej,
- zasada zachowania pędu,
- zasada zachowania ładunku.

Kreacja pary elektronowo-pozytonowej nie może nastąpić w pustej przestrzeni. Obecność jądra o stosunkowo dużej masie jest tu konieczna, aby mogła być spełniona równocześnie zasada zachowania pędu i energii. Możliwość takiego zjawiska przewidział P. A. Dirac w oparciu o relatywistyczną mechanikę kwantową.

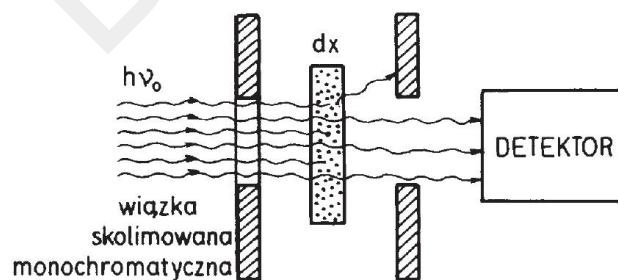
3.2 Osłabienie strumienia fotonów gamma

3.2.1 Eksponencjalne prawo osłabienia

Przypomnijmy, że przez *natężenie* lub *gęstość strumienia* cząstek albo fotonów rozumie się liczbę tych cząstek transmitowanych w jednostce czasu przez jednostkową powierzchnię. Jeśli strumień fotonów (wiązka promieniowania) przechodzi przez warstwę materii, to wskutek omówionych w p. 3.1 zjawisk następuje osłabienie jego natężenia (gęstości). Dla fotonów o energiach do kilku megaelektronowoltów przyczynami tego osłabienia są:

- absorpcja fotonów, następująca wskutek zjawiska fotoelektrycznego i tworzenia par,
- rozpraszanie koherentne i niekoherentne.

Wskutek rozpraszania fotony wprawdzie nie znikają, jednak mogą być usuwane z wiązki (rys. 3.11).



Rys. 3.11. Osłabienie wiązki promieniowania gamma (strumienia fotonów) w warstwie materii

W przypadku skolimowanej wiązki promieniowania monochromatycznego (monoenergetycznego) zmiana dJ strumienia fotonów jest proporcjonalna do jego wartości początkowej J oraz grubości dx warstwy substancji absorbująco-rozpraszającej. A zatem

$$dJ = -\sigma J dx, \quad (3.9)$$

gdzie:

σ – współczynnik proporcjonalności, zwany liniowym współczynnikiem osłabienia (o wymiarze cm^{-1}). Przekształcając i całkując równanie (3.9), otrzymujemy

$$\begin{aligned}\frac{dJ}{J} &= -\sigma dx \\ \int \frac{dJ}{J} &= -\sigma \int dx \\ \ln J &= -\sigma x + C.\end{aligned}\tag{3.10}$$

Stałą całkowania C znajdujemy z warunków początkowych (brzegowych) przyjmując, że dla $x = 0$ natężenie $J = J_0$. Podstawiając te wartości do równania (3.10), otrzymujemy

$$\ln J_0 = C,$$

a równanie (3.10) przyjmuje postać:

$$\ln J = -\sigma x + \ln J_0,$$

lub

$$\ln \frac{J}{J_0} = -\sigma x,$$

a stąd

$$J = J_0 e^{-\sigma x}.\tag{3.11}$$

Wzór (3.11) przedstawia eksponencjalne prawo osłabienia skolimowanej wiązki monochromatycznego promieniowania gamma lub X w warstwie materiału o grubości x i współczynniku osłabienia σ .

3.2.2 Liniowe współczynniki osłabienia strumienia fotonów

Współczynnik σ we wzorze (3.11) wyraża sumaryczny efekt zachodzących w materii zjawisk elementarnych wyjaśnionych w p.3.1. A zatem współczynnik ten można przedstawić w postaci sumy

$$\sigma = (\sigma_e Z + \tau_a + \kappa) n_0,\tag{3.12}$$

gdzie:

n_0 – liczba atomów w jednostkowej objętości (1 cm^3) materiału, przez który przechodzi wiązka promieniowania; pozostałe oznaczenia jak we wzorach poprzednich.

Występujące we wzorze (3.12) cząstkowe współczynniki osłabienia wiązki ($\sigma_e n_0$), ($\tau_a n_0$) i (κn_0), o wymiarze cm^{-1} , wyrażają prawdopodobieństwa poszczególnych zjawisk na drodze 1 cm w danym materiale. Są to tak zwane *współczynniki liniowe*. Ich wartości zależą nie tylko od energii $h\nu$ fotonów i składu chemicznego absorbentu (liczb atomowych Z_i i względnych zawartości W_i jego składników), lecz także od gęstości danego materiału.

3.2.3 Masowe współczynniki osłabienia strumienia fotonów

W praktyce, zamiast współczynników liniowych wykorzystuje się częściej odpowiednie *współczynniki masowe* o wymiarze cm^2/g . Wartości współczynników masowych można otrzymać, dzieląc wartości odpowiednich współczynników liniowych przez gęstość ρ absorbentu wyrażoną w g/cm^3 . Mamy tu więc ogólny związek

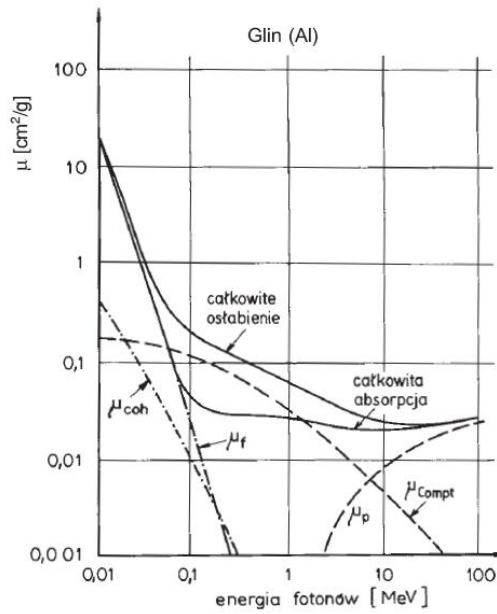
$$\mu = \frac{\sigma}{\rho},\tag{3.13}$$

gdzie:

μ – wypadkowy (całkowity) masowy współczynnik osłabienia wiązki promieniowania (strumienia fotonów).

Współczynnik μ można również przedstawić jako sumę masowych współczynników cząstkowych związanych z poszczególnymi zjawiskami fizycznymi

$$\mu = \mu_r + \mu_f + \mu_p,\tag{3.14}$$



Rys. 3.12. Masowe współczynniki osłabienia promieniowania gamma w glinie (aluminium) w funkcji energii fotonów

gdzie:

μ_r, μ_f, μ_p – masowe współczynniki odpowiednio rozpraszania, absorpcji fotoelektrycznej i tworzenia par.

Wartości tych współczynników cząstkowych są określone wzorami:

$$\mu_r = \frac{1}{\rho} \sigma_e Z n_0, \quad (3.15)$$

$$\mu_f = \frac{1}{\rho} \tau_a n_0, \quad (3.16)$$

$$\mu_p = \frac{1}{\rho} \kappa n_0, \quad (3.17)$$

gdzie:

n_0 – liczba atomów w jednostkowej objętości (1 cm^3) danego pierwiastka.

Masowe współczynniki μ_r, μ_f i μ_p o wymiarze cm^2/g , wyrażają makroskopowe przekroje czynne na poszczególne zjawiska na jednostkową masę danego materiału.

Całkowite i cząstkowe współczynniki masowe dla glinu (Al) i ołowiu (Pb), w zależności od energii fotonów, przedstawiono na rys. 3.12 i 3.13. Zwróćmy uwagę na szybki wzrost współczynnika μ_p tworzenia par w miarę wzrostu energii fotonów po przekroczeniu progu energetycznego 1,022 MeV.

Wartości całkowitego (wypadkowego) masowego współczynnika μ osłabienia promieniowania gamma lub X w różnych pierwiastkach, w zakresie energii fotonów 1–100 keV, podano w tab.3.1.

Zauważmy, że wyrażone wzorem (3.11) eksponencjalne prawo osłabienia strumienia fotonów można też przedstawić w postaci

$$J = J_0 e^{(\sigma/\rho)\rho x} = J_0 e^{-\mu M}, \quad (3.18)$$

gdzie:

$M = \rho x$ – masa powierzchniowa (w g/cm^2) warstwy materiału o gęstości ρ i grubości x .

Tab. 3.1. Masowe współczynniki osłabienia promieniowania gamma i X dla różnych pierwiastków w zakresie energii fotonów od 1 do 100 keV (w cm^2/g)

Z	1	2	3	4	5	6	7	8
E [keV]	H	He	Li	Be	B	C	N	O
1,0	23,20	92,50	234,00	700,00	775,00	1850,00	3100,00	4300,00
1,5	7,20	24,00	94,50	195,00	360,00	620,00	1020,00	1420,00
2,0	3,15	11,50	42,00	80,00	120,00	255,00	430,00	650,00
2,5	1,85	6,60	21,00	40,00	65,00	142,00	235,00	360,00
3,0	1,25	3,90	13,00	22,00	42,00	85,00	140,00	200,00
3,5	0,95	2,40	8,50	12,50	26,00	51,00	87,00	130,00
4,0	0,75	1,60	5,00	10,00	17,50	35,50	58,00	87,00
4,5	0,60	1,25	3,80	7,40	12,50	25,80	42,00	63,50
5,0	0,50	0,92	3,00	5,40	9,10	18,30	28,00	46,00
5,5	0,53	0,81	2,30	4,15	6,90	14,50	22,00	34,50
6,0	0,50	0,66	1,77	3,25	5,45	11,00	15,00	26,30
6,5	0,48	0,53	1,39	2,55	4,42	8,50	12,00	20,60
7,0	0,46	0,45	1,13	2,15	3,70	6,50	8,00	15,80
7,5	0,45	0,38	0,95	1,75	3,15	5,30	7,50	14,00
8,0	0,44	0,35	0,82	1,48	2,70	4,30	6,00	11,80
8,5	0,44	0,33	0,72	1,25	2,30	3,50	5,90	10,00
9,0	0,43	0,32	0,64	1,10	1,95	3,00	5,45	8,30
9,5	0,43	0,30	0,57	0,95	1,68	2,60	4,75	7,00
10,0	0,43	0,29	0,52	0,80	1,40	2,50	4,10	6,00
15,0	0,40	0,22	0,28	0,36	0,53	1,00	1,35	1,95
20,0	0,39	0,19	0,22	0,25	0,33	0,52	0,70	1,00
25,0	0,38	0,18	0,17	0,21	0,25	0,38	0,45	0,60
30,0	0,37	0,17	0,17	0,18	0,21	0,25	0,33	0,40
35,0	0,36	0,17	0,16	0,17	0,20	0,23	0,27	0,33
40,0	0,35	0,17	0,15	0,17	0,18	0,20	0,25	0,28
45,0	0,35	0,17	0,15	0,17	0,17	0,16	0,23	0,25
50,0	0,34	0,16	0,15	0,16	0,16	0,16	0,20	0,25
60,0	0,33	0,16	0,14	0,16	0,16	0,15	0,20	0,23
70,0	0,31	0,16	0,14	0,16	0,15	0,15	0,20	0,20
80,0	0,31	0,15	0,14	0,15	0,15	0,15	0,18	0,19
90,0	0,30	0,15	0,12	0,15	0,15	0,15	0,17	0,17
100,0	0,29	0,14	0,13	0,14	0,14	0,15	0,15	0,15

Tabela 3.1 cd.

9	10	11	12	13	14	15	16	17
F	Ne	Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl
4900,00	6900,00	8700,00	600,00	1700,00	1250,00	1800,00	2240,00	2700,00
1930,00	2050,00	3400,00	3800,00	380,00	500,00	640,00	1780,00	1000,00
900,00	1100,00	1500,00	1800,00	2100,00	2660,00	280,00	360,00	410,00
480,00	680,00	820,00	1050,00	1250,00	1600,00	1780,00	2100,00	220,00
260,00	400,00	460,00	670,00	800,00	1000,00	1100,00	1340,00	1460,00
150,00	250,00	320,00	420,00	540,00	660,00	740,00	890,00	980,00
124,00	150,00	217,00	283,00	375,00	430,00	525,00	615,00	695,00
85,00	122,00	157,00	210,00	275,00	325,00	375,00	447,00	505,00
62,50	90,00	130,00	155,00	200,00	240,00	275,00	337,00	385,00
47,50	68,00	87,00	115,00	153,00	183,00	212,00	260,00	300,00
37,40	53,50	70,00	90,00	120,00	140,00	168,00	207,00	240,00
30,40	43,00	55,00	72,00	95,00	110,00	135,00	166,00	180,00
24,40	35,00	44,00	58,00	78,00	90,00	112,00	198,00	150,00
19,50	29,00	37,00	47,00	63,00	75,00	92,00	115,00	125,00
18,50	24,00	30,00	40,00	53,00	63,00	75,00	95,00	105,00
13,60	20,00	25,00	33,00	45,00	55,00	60,00	79,00	87,00
11,50	17,00	20,00	28,00	38,00	47,00	50,00	60,00	75,00
9,80	14,00	17,00	24,00	31,00	40,00	40,00	58,00	65,00
8,40	11,50	15,00	20,00	26,00	30,50	35,00	45,50	60,00
2,60	3,60	4,80	6,25	8,50	9,80	12,00	16,75	17,50
1,25	1,75	2,20	2,75	3,50	4,25	6,70	6,76	8,20
0,75	0,98	1,20	1,55	1,80	2,40	2,90	3,55	4,20
0,50	0,64	0,70	1,00	1,20	1,55	1,67	2,22	2,36
0,38	0,46	0,50	0,70	0,80	1,05	1,16	1,50	1,66
0,30	0,37	0,42	0,52	0,60	0,75	0,82	1,02	1,20
0,25	0,31	0,34	0,42	0,47	0,55	0,62	0,75	0,88
0,22	0,27	0,29	0,35	0,39	0,42	0,50	0,60	0,67
0,20	0,22	0,24	0,27	0,29	0,30	0,35	0,39	0,45
0,19	0,19	0,21	0,22	0,23	0,27	0,28	0,28	0,35
0,18	0,19	0,19	0,19	0,20	0,25	0,26	0,25	0,30
0,16	1,18	0,18	0,18	0,18	0,23	0,22	0,22	0,22
0,15	1,16	0,17	0,17	0,17	0,20	0,20	0,20	0,20

Tabela 3.1 cd.

Z	18	19	20	21	22	23	24	25
E [keV]	Ar	K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn
1,0	3200,00	3600,00	3950,00	4500,00	5100,00	5400,00	6500,00	6750,00
1,5	1150,00	1340,00	1800,00	2000,00	1900,00	2140,00	2450,00	2625,00
2,0	510,00	660,00	770,00	950,00	920,00	1030,00	1180,00	1425,00
2,5	290,00	360,00	420,00	525,00	560,00	620,00	710,00	800,00
3,0	180,00	220,00	250,00	290,00	340,00	400,00	425,00	510,00
3,5	1090,00	140,00	150,00	175,00	210,00	260,00	280,00	323,00
4,0	760,00	940,00	100,00	125,00	160,00	196,00	212,00	234,00
4,5	550,00	700,00	780,00	900,00	124,00	137,50	158,00	176,00
5,0	425,00	520,00	600,00	685,00	700,00	105,50	120,00	134,00
5,5	332,00	400,00	470,00	520,00	560,00	662,50	91,50	101,00
6,0	260,00	320,00	370,00	410,00	450,00	512,50	550,00	78,00
6,5	208,00	260,00	300,00	320,00	365,00	412,50	442,00	64,00
7,0	167,00	220,00	250,00	265,00	298,00	335,00	366,00	423,00
7,5	140,00	180,00	200,00	225,00	250,00	280,00	307,00	349,00
8,0	120,00	147,00	170,00	190,00	215,00	237,50	257,00	292,00
8,5	102,00	138,00	140,00	165,00	185,00	203,00	220,00	247,00
9,0	87,00	110,00	120,00	138,00	160,00	175,00	191,00	214,00
9,5	73,00	94,00	100,00	120,00	135,00	152,50	164,00	186,00
10,0	62,00	82,00	98,50	100,00	115,00	130,50	146,00	167,00
15,0	19,50	25,00	28,50	29,25	36,00	39,00	47,50	49,00
20,0	9,00	10,80	13,50	14,50	17,50	16,50	19,50	24,50
25,0	4,75	6,00	7,20	8,00	9,00	8,60	11,10	13,00
30,0	2,84	3,45	4,10	4,25	5,15	5,40	6,65	7,45
35,0	1,82	2,26	2,75	2,90	3,50	3,50	4,38	4,95
40,0	1,26	1,58	1,90	2,00	2,40	2,50	3,00	3,35
45,0	0,92	1,15	1,40	1,47	1,70	1,80	2,15	2,40
50,0	0,74	0,88	1,03	1,10	1,25	1,30	1,55	1,78
60,0	0,48	0,59	0,63	0,75	0,76	0,80	1,05	1,10
70,0	0,36	0,43	0,48	0,53	0,52	0,58	0,74	0,78
80,0	0,27	0,32	0,38	0,40	0,38	0,42	0,55	0,58
90,0	0,22	0,26	0,29	0,33	0,34	0,35	0,45	0,48
100,0	0,20	0,21	0,25	0,26	0,30	0,30	0,38	0,42

Tabela 3.1 cd.

26	27	28	29	30	31	32	33	34
Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ca	Ge	As	Se
6800,00	7000,00	7100,00	8150,00	8200,00	—	—	2700,00	2900,00
2800,00	3150,00	3450,00	3750,00	3750,00	3850,00	3950,00	—	—
1500,00	1700,00	1850,00	1950,00	2050,00	2075,00	2125,00	1830,00	2350,00
900,00	1000,00	1080,00	1150,00	1260,00	1300,00	1375,00	1460,00	1550,00
560,00	625,00	665,00	750,00	780,00	875,00	925,00	980,00	1120,00
350,00	425,00	462,00	490,00	525,00	600,00	625,00	680,00	850,00
248,00	305,00	335,00	345,00	410,00	412,50	445,00	480,00	620,00
192,50	225,00	250,00	260,00	302,50	307,50	330,00	360,00	430,00
150,00	168,00	180,00	200,00	222,50	230,00	245,00	284,00	295,00
111,00	130,00	145,00	155,00	167,50	175,00	188,00	215,00	278,00
90,00	100,00	115,00	140,00	131,00	140,00	152,50	168,00	180,00
72,50	82,50	95,00	98,00	105,00	112,50	122,50	134,00	143,00
58,00	68,00	78,00	80,00	87,00	95,00	98,50	111,00	119,00
395,00	55,00	62,00	65,00	72,50	80,00	80,00	94,00	100,00
325,00	380,00	50,00	55,00	62,50	67,50	67,50	81,00	86,00
275,00	322,00	325,00	45,00	51,00	57,50	57,50	68,00	75,00
233,00	270,00	280,00	295,00	42,50	47,50	49,00	59,00	63,00
205,00	230,00	245,00	255,00	38,10	40,00	42,50	51,00	55,00
180,00	195,00	218,00	225,00	277,50	32,50	37,50	44,00	47,00
56,00	62,00	85,00	77,50	85,50	90,00	100,00	100,00	97,50
26,75	30,50	33,50	35,00	39,20	40,00	42,50	48,00	52,10
15,00	17,00	18,50	20,00	22,80	23,00	25,00	28,50	31,00
8,50	9,80	12,20	12,00	13,50	14,00	15,50	16,50	19,00
5,45	6,07	7,20	7,25	8,00	8,50	9,50	9,60	11,00
3,70	4,15	4,75	4,95	5,55	6,05	6,50	6,90	7,50
2,65	3,05	3,45	3,71	4,20	4,30	4,60	5,00	5,30
2,02	2,20	2,55	2,76	3,18	3,18	3,40	3,70	3,95
1,25	1,43	1,55	1,65	1,80	1,95	2,08	2,20	2,32
0,88	1,00	1,04	1,10	1,18	1,30	1,35	1,50	1,50
0,62	0,72	0,75	0,80	0,85	0,95	0,95	1,10	1,07
0,48	0,58	0,58	0,58	0,62	0,70	0,70	0,82	0,80
0,42	0,45	0,45	0,45	0,48	0,53	0,53	0,60	0,60

Tabela 3.1 cd.

Z	35	36	37	38	39	40	41	42
E [keV]	Br	Kr	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo
1,0	2950,00	3000,00	3100,00	3450,00	3600,00	3700,00	3900,00	4300,00
1,5	1140,00	1200,00	1260,00	1300,00	1400,00	1450,00	1580,00	2140,00
2,0	2600,00	2740,00	–	740,00	740,00	1300,00	820,00	880,00
2,5	1720,00	1800,00	1960,00	2100,00	2160,00	–	1540,00	460,00
3,0	1200,00	1240,00	1350,00	1440,00	1570,00	1720,00	1850,00	1920,00
3,5	840,00	880,00	950,00	1010,00	1150,00	1240,00	1300,00	1340,00
4,0	600,00	640,00	690,00	730,00	820,00	900,00	920,00	940,00
4,5	440,00	470,00	510,00	540,00	600,00	660,00	680,00	700,00
5,0	310,00	374,00	390,00	410,00	450,00	490,00	520,00	520,00
5,5	252,00	278,00	300,00	320,00	355,00	380,00	500,00	420,00
6,0	204,00	216,00	240,00	260,00	280,00	300,00	330,00	345,00
6,5	165,00	176,00	180,00	200,00	227,50	240,00	270,00	280,00
7,0	135,00	146,00	160,00	172,00	189,00	182,00	220,00	226,00
7,5	112,00	121,00	137,00	148,00	160,00	162,50	174,00	188,00
8,0	95,00	102,00	117,00	126,50	135,00	140,50	154,00	160,00
8,5	80,00	88,00	99,00	107,00	115,00	122,50	132,00	140,00
9,0	68,00	74,00	84,00	90,00	97,50	106,00	115,00	120,00
9,5	57,00	62,00	72,00	76,50	82,50	91,00	100,00	102,00
10,0	50,00	55,00	60,00	65,20	70,00	78,00	88,00	89,50
15,0	115,00	120,00	18,50	21,00	22,50	25,00	26,00	29,00
20,0	58,00	56,00	62,10	66,00	67,50	72,50	73,50	13,00
25,0	31,50	33,00	36,50	39,00	38,00	42,20	43,50	48,00
30,0	19,00	20,00	22,50	24,50	24,00	27,00	28,00	29,70
35,0	12,00	12,50	14,20	15,00	15,80	17,50	18,50	19,20
40,0	8,25	8,60	9,20	10,00	12,00	12,00	12,70	14,00
45,0	6,00	6,30	6,90	7,30	7,90	8,50	9,20	9,80
50,0	4,50	4,70	5,10	5,40	5,95	6,50	6,90	7,30
60,0	2,60	2,85	3,05	3,35	3,50	3,80	4,05	4,50
70,0	1,75	1,90	2,05	2,25	2,30	2,50	2,70	3,05
80,0	1,20	1,30	1,45	1,60	1,70	1,80	1,95	1,98
90,0	0,85	0,95	1,05	1,10	1,30	1,30	1,40	1,40
100,0	0,62	0,70	0,80	0,85	1,00	1,00	1,10	1,10

Tabela 3.1 cd.

43	44	45	46	47	48	49	50	51
Te	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb
4800,00	4900,00	5300,00	5350,00	5900,00	6300,00	6800,00	7100,00	7400,00
1820,00	1900,00	1850,00	2250,00	2480,00	2750,00	2850,00	2900,00	3100,00
880,00	960,00	1025,00	1100,00	1250,00	1300,00	1350,00	1500,00	1550,00
590,00	600,00	640,00	660,00	700,00	800,00	800,00	800,00	850,00
—	—	400,00	450,00	460,00	500,00	530,00	535,00	570,00
1440,00	1540,00	1550,00	—	—	—	360,00	390,00	405,00
1040,00	1120,00	1120,00	1150,00	1215,00	—	—	—	300,00
780,00	800,00	820,00	880,00	900,00	1000,00	1040,00	1105,00	—
590,00	620,00	620,00	680,00	710,00	750,00	805,00	869,00	890,00
460,00	480,00	490,00	530,00	565,00	600,00	640,00	680,00	705,00
360,00	400,00	415,00	430,00	455,00	480,00	510,00	540,00	565,00
274,00	320,00	343,00	355,00	370,00	400,00	420,00	445,00	465,00
244,00	264,00	284,00	295,00	300,00	345,00	365,00	370,00	390,00
202,00	218,00	235,00	248,00	250,00	280,00	305,00	325,00	335,00
170,00	182,00	198,00	214,00	220,00	236,00	265,00	285,00	290,00
148,00	156,00	168,00	186,00	190,00	204,00	215,00	245,00	250,00
130,00	138,00	149,00	163,00	170,00	179,00	200,00	210,00	215,00
114,00	122,00	130,00	143,00	148,00	158,00	175,00	180,00	186,00
100,00	108,00	115,00	126,00	132,00	140,00	155,00	150,00	160,00
32,00	34,50	36,00	40,00	43,50	43,50	49,00	48,00	56,00
13,00	15,00	17,50	19,00	20,00	22,50	24,50	26,00	26,00
50,50	51,50	55,00	56,50	11,00	11,50	13,00	13,50	15,00
31,00	32,50	34,00	36,00	38,50	40,00	39,00	43,00	9,00
20,70	22,00	23,00	24,50	26,00	27,50	28,00	28,00	30,00
14,00	15,00	16,00	17,50	18,50	19,50	20,00	20,00	21,25
10,50	11,00	11,60	12,30	13,20	14,50	15,00	15,00	15,60
7,90	8,30	8,80	9,20	9,90	10,80	11,00	11,00	11,50
4,80	5,00	5,25	5,65	6,00	6,30	6,50	6,75	7,10
3,05	3,25	3,40	3,70	3,90	3,90	4,25	4,50	4,75
2,10	2,25	2,35	2,45	2,63	2,70	2,90	3,00	3,20
1,55	1,65	1,72	1,80	1,90	1,95	2,00	2,10	2,25
1,15	1,25	1,30	1,32	1,40	1,50	1,50	1,50	1,75

Tabela 3.1 cd.

Z	52	53	54	55	56	57	58	59
E [keV]	Te	I	Xe	Cs	Ba	La	Ce	Pr
1,0	8000,00	8200,00	8500,00	9000,00	6300,00	7200,00	7750,00	7500,00
1,5	3300,00	3400,00	3400,00	3500,00	3800,00	4100,00	3750,00	4150,00
2,0	1700,00	1800,00	1880,00	1950,00	1950,00	2050,00	2300,00	2250,00
2,5	1000,00	1070,00	1170,00	1200,00	1200,00	1270,00	1450,00	1450,00
3,0	510,00	660,00	700,00	750,00	750,00	850,00	870,00	950,00
3,5	420,00	450,00	480,00	500,00	520,00	580,00	600,00	630,00
4,0	310,00	330,00	350,00	375,00	385,00	425,00	440,00	450,00
4,5	—	255,00	275,00	275,00	295,00	320,00	325,00	340,00
5,0	920,00	—	—	205,00	240,00	250,00	255,00	255,00
5,5	745,00	775,00	825,00	815,00	—	200,00	205,00	200,00
6,0	605,00	615,00	655,00	680,00	680,00	—	—	—
6,5	490,00	510,00	545,00	570,00	588,00	620,00	625,00	625,00
7,0	405,00	430,00	450,00	480,00	500,00	535,00	550,00	—
7,5	350,00	368,00	385,00	407,00	430,00	460,00	475,00	485,00
8,0	300,00	312,00	330,00	350,00	370,00	395,00	410,00	425,00
8,5	260,00	267,00	285,00	300,00	315,00	335,00	350,00	370,00
9,0	225,00	235,00	250,00	260,00	270,00	285,00	300,00	325,00
9,5	200,00	207,00	220,00	230,00	235,00	250,00	260,00	285,00
10,0	175,00	180,00	195,00	205,00	208,00	220,00	230,00	250,00
15,0	50,00	56,00	60,00	60,00	69,50	77,50	70,00	80,00
20,0	26,50	29,00	30,00	28,50	32,00	34,00	35,50	40,00
25,0	15,00	16,20	17,00	16,50	17,40	19,00	19,00	20,50
30,0	9,00	9,20	9,80	10,00	10,80	12,00	12,30	12,50
35,0	29,50	31,50	34,00	6,50	6,80	7,00	8,00	8,20
40,0	22,50	23,40	24,50	25,00	25,50	27,50	5,00	5,70
45,0	17,00	17,20	18,00	18,00	18,80	19,00	19,80	18,90
50,0	13,00	12,90	13,20	13,50	14,20	14,50	14,70	15,10
60,0	7,60	7,60	8,10	8,00	8,50	9,00	9,00	9,50
70,0	5,00	5,10	5,20	5,50	5,70	6,00	6,00	6,10
80,0	3,20	3,50	3,50	4,00	4,00	4,00	4,30	4,30
90,0	2,80	3,00	2,70	2,80	3,00	3,00	3,10	3,30
100,0	2,00	2,00	2,00	2,00	2,30	2,50	2,30	2,55

Tabela 3.1 cd.

60	61	62	63	64	65	66	67	68
Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er
6000,00	5000,00	5000,00	5000,00	4300,00	3700,00	3900,00	3900,00	4000,00
4250,00	3500,00	3780,00	2950,00	—	—	—	—	2800,00
2600,00	2460,00	2600,00	2800,00	2800,00	2900,00	2950,00	2900,00	2925,00
1550,00	1500,00	1600,00	1650,00	1770,00	1800,00	1880,00	1900,00	1900,00
1000,00	1000,00	1080,00	1120,00	1220,00	1250,00	1290,00	1300,00	1350,00
700,00	695,00	640,00	780,00	860,00	900,00	920,00	940,00	975,00
500,00	495,00	540,00	580,00	640,00	680,00	680,00	700,00	725,00
360,00	370,00	385,00	430,00	480,00	500,00	520,00	540,00	550,00
275,00	286,00	305,00	335,00	360,00	390,00	400,00	418,00	430,00
215,00	230,00	246,00	260,00	285,00	312,00	320,00	346,00	350,00
175,00	192,00	205,00	212,00	228,00	250,00	258,00	273,00	287,00
650,00	—	176,00	180,00	188,00	203,00	208,00	220,00	234,00
575,00	—	—	—	160,00	167,00	172,00	180,00	192,50
505,00	530,00	—	—	—	140,00	144,00	149,00	159,00
440,00	465,00	494,00	—	—	—	—	128,00	153,00
382,00	405,00	426,00	454,00	474,00	—	—	—	—
335,00	355,00	370,00	390,00	410,00	440,00	—	—	—
290,00	380,00	320,00	334,00	356,00	370,00	375,00	405,00	—
255,00	270,00	279,00	290,00	310,00	324,00	332,00	353,00	360,00
90,00	88,00	90,00	97,00	100,00	108,00	96,00	120,00	120,00
40,00	44,00	45,00	44,00	48,00	50,00	52,00	56,00	58,00
21,00	23,00	24,00	24,00	26,50	29,00	29,00	30,00	32,50
12,60	13,00	14,50	15,00	15,50	16,00	16,00	17,50	19,00
8,30	9,00	9,00	10,00	10,10	10,80	11,00	11,70	12,30
5,80	6,10	6,30	7,00	7,00	7,25	7,70	8,00	8,40
18,80	4,50	4,60	4,90	5,10	5,30	5,60	5,80	6,00
15,20	15,70	16,40	14,30	3,85	4,00	4,20	4,30	4,30
9,70	10,10	10,40	10,50	11,00	11,20	11,50	12,00	12,20
6,40	6,60	7,00	7,30	7,45	7,90	8,15	8,60	9,30
4,50	4,70	4,90	5,00	5,30	5,60	5,75	6,00	7,15
2,45	3,60	3,80	3,80	4,00	4,25	4,32	4,50	5,52
2,68	2,80	2,95	3,00	3,10	3,30	3,40	3,40	4,30

Tabela 3.1 cd.

Z	69	70	71	72	73	74	75	76
E [keV]	Tm	Yb	Lu	Hf	Ta	W	Re	Os
1,0	4000,00	4200,00	4500,00	4300,00	6750,00	4400,00	4000,00	4500,00
1,5	2900,00	—	3000,00	3000,00	3900,00	1920,00	2000,0	2450,00
2,0	2220,00	2120,00	2250,00	2380,00	3200,00	1625,00	1800,00	1825,00
2,5	2000,00	2000,00	2000,00	2050,00	2100,00	1800,00	1800,00	1200,00
3,0	1390,00	1420,00	1450,00	1480,00	1500,00	1680,00	1900,00	1970,00
3,5	1000,00	1020,00	1075,00	1100,00	1100,00	1200,00	1300,00	1440,00
4,0	720,00	760,00	800,00	820,00	850,00	900,00	960,00	1060,00
4,5	560,00	590,00	620,00	650,00	660,00	680,00	700,00	790,00
5,0	442,00	490,00	480,00	500,00	520,00	550,00	560,00	610,00
5,5	365,00	375,00	405,00	410,00	420,00	460,00	465,00	465,00
6,0	302,00	310,00	335,00	338,00	345,00	370,00	378,00	390,00
6,5	250,00	252,50	272,00	275,00	280,00	300,00	310,00	325,00
7,0	204,00	210,00	220,00	225,00	230,00	248,00	255,00	273,00
7,5	170,00	172,50	180,00	182,00	195,00	205,00	212,50	228,00
8,0	140,00	143,00	148,00	153,00	168,00	175,00	180,00	194,00
8,5	120,00	120,00	122,00	130,00	145,00	150,00	158,00	168,00
9,0	—	—	104,00	113,00	125,00	128,00	138,00	149,00
9,5	—	—	—	100,00	108,00	108,00	123,00	134,00
10,0	—	—	—	233,00	300,00	90,00	110,00	121,00
15,0	120,00	130,00	130,00	140,00	150,00	150,00	150,00	180,00
20,0	62,00	64,00	64,00	67,00	70,00	70,00	78,00	78,00
25,0	35,00	36,00	36,00	38,00	41,00	42,00	46,00	45,00
30,0	20,00	20,00	21,00	21,00	23,00	25,00	24,00	25,50
35,0	12,50	13,00	13,50	13,80	14,50	15,00	15,40	16,20
40,0	8,60	9,00	9,50	10,00	10,50	11,00	11,30	11,60
45,0	6,20	6,50	6,90	7,50	7,70	8,20	8,40	8,60
50,0	4,80	4,95	5,15	5,65	5,80	6,20	6,35	6,40
60,0	12,50	3,15	3,25	3,55	3,60	3,75	4,00	4,00
70,0	9,80	9,45	8,10	8,30	8,55	8,90	2,70	2,60
80,0	6,30	6,65	6,65	6,90	7,10	7,35	7,75	8,00
90,0	5,10	5,05	5,40	5,60	5,80	5,95	6,30	6,40
100,0	3,40	3,95	4,20	4,42	4,55	4,70	5,00	5,00

Tabela 3.1 cd.

77	78	79	80	81	82	83	90	92
Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Th	U
4700,00	4100,00	4800,00	5000,00	5600,00	6000,00	6100,00	5400,00	6000,00
2600,00	2700,00	2500,00	2500,00	2700,00	2800,00	2875,00	3600,00	3750,00
1560,00	1340,00	125,00	1280,00	1480,00	1570,00	1575,00	1900,00	2025,00
1360,00	1640,00	1680,00	1470,00	1100,00	1080,00	900,00	1180,00	1275,00
1620,00	1800,00	1570,00	1220,00	1250,00	1400,00	1010,00	800,00	1050,00
1280,00	1360,00	1590,00	1570,00	1750,00	940,00	750,00	1180,00	1150,00
1060,00	1080,00	1130,00	1210,00	1310,00	1460,00	775,00	940,00	800,00
800,00	860,00	840,00	930,00	990,00	1000,00	1040,00	800,00	850,00
640,00	660,00	660,00	720,00	760,00	770,00	830,00	840,00	725,00
510,00	520,00	520,00	570,00	600,00	610,00	650,00	850,00	875,00
415,00	430,00	430,00	460,00	475,00	510,00	525,00	600,00	750,00
342,00	356,00	360,00	388,00	400,00	420,00	436,00	580,00	625,00
310,00	300,00	303,00	327,00	336,00	354,00	368,00	490,00	510,00
240,00	250,00	255,00	276,00	285,00	299,00	312,00	404,00	428,00
202,00	213,00	219,00	202,00	240,00	255,00	264,00	346,00	364,00
174,00	182,00	190,00	198,00	204,00	220,00	238,00	296,00	313,00
153,00	160,00	166,00	170,00	174,00	189,00	198,00	254,00	269,00
135,00	143,00	146,00	149,00	152,00	162,00	169,00	216,00	238,00
119,00	128,00	128,00	132,00	134,00	140,00	145,00	188,00	206,00
183,00	185,00	187,00	210,00	—	130,00	—	70,00	79,00
88,00	88,00	80,00	98,50	95,00	90,00	94,00	75,00	81,50
47,00	46,00	48,00	50,00	51,00	53,00	53,50	68,00	74,00
26,00	27,00	29,50	30,00	31,50	32,00	33,00	36,00	34,50
17,00	17,10	18,00	18,00	19,50	20,70	21,20	23,50	29,50
12,00	11,90	13,30	12,80	13,50	14,00	14,50	15,00	20,00
8,80	9,55	9,45	10,00	10,50	10,60	11,10	11,70	13,90
6,60	7,45	7,40	7,90	8,20	8,20	8,60	9,15	10,60
4,00	4,45	4,80	5,00	5,15	5,25	5,50	5,95	6,80
2,60	2,30	3,40	3,55	3,70	3,70	4,00	4,25	4,90
8,10	8,60	2,60	2,55	2,65	2,60	2,85	2,90	3,50
6,55	6,75	6,80	—	—	—	2,05	2,10	2,70
5,10	5,20	5,20	—	—	—	—	1,80	2,20

Jeśli strumień fotonów jest transmitowany przez materiał wieloskładnikowy (wielopierwiastkowy), to wtedy masowy współczynnik μ trzeba zastąpić przez jego wartość średnią $\bar{\mu}$ określoną wzorem

$$\bar{\mu} = \sum \mu_i W_i, \quad (3.19)$$

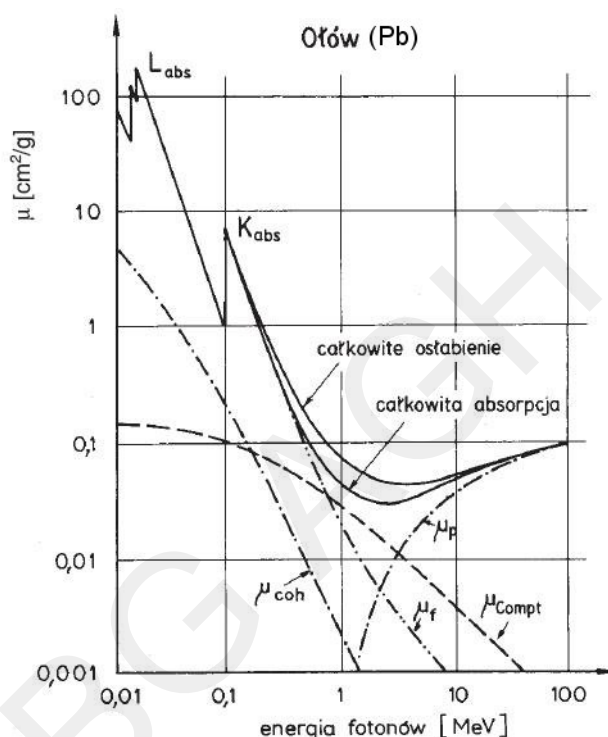
gdzie:

μ_i – masowe współczynniki osłabienia strumienia fotonów danego promieniowania w poszczególnych składnikach materiału,

W_i – względne zawartości (udziały wagowe) tych składników.

Prawo osłabienia (3.18) przyjmuje wtedy postać

$$J = J_0 e^{-\bar{\mu} M}. \quad (3.20)$$



Rys. 3.13. Masowe współczynniki osłabienia promieniowania gamma w ołowiu w funkcji energii fotonów

3.3 Promieniowanie wtórne

3.3.1 Promieniowanie rozproszone

W wyniku opisanych w p.3.1 oddziaływań fotonów gamma z materią, staje się ona źródłem promieniowania wtórnego. W skład tego promieniowania mogą wchodzić:

- 1) promieniowanie rozproszone koherentnie,
- 2) promieniowanie rozproszone niekoherentnie,
- 3) promieniowanie anihilacyjne (efekt anihilacji pozytonów produkowanych w wyniku tworzenia par elektronowo-pozytonowych),
- 4) promieniowanie hamowania (efekt hamowania elektronów obdarzonych energią kinetyczną w wyniku zjawisk Comptona, absorpcji fotoelektrycznej i tworzenia par),
- 5) promieniowanie fluorescencyjne (efekt wzbudzania atomów w wyniku absorpcji fotoelektrycznej).

Wskutek tych zjawisk natężenie promieniowania (gęstość strumienia fotonów) w materii jest zawsze większe od natężenia promieniowania pierwotnego. W celu przybliżonego ilościowego opisu tego zjawiska wprowadza się tak zwany *współczynnik wzrostu (build-up factor)*¹, definiując go jako stosunek natężenia promieniowania całkowitego (J_{cat}) do jego natężenia pierwotnego (J_p)

$$B \stackrel{\text{def.}}{=} \frac{J_{cat}}{J_p}. \quad (3.21)$$

Współczynnik ten zależy od energii pierwotnej fotonów oraz rodzaju i grubości warstwy materii.

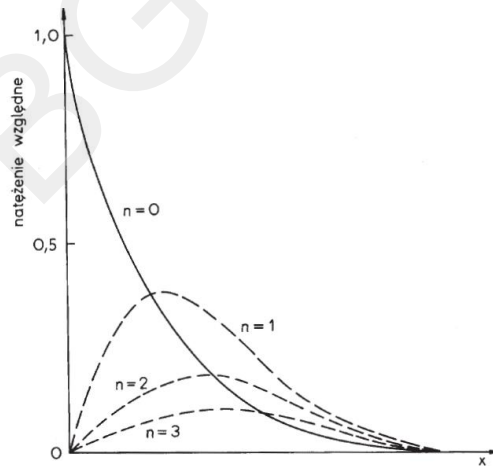
Zwróćmy jeszcze uwagę, że foton raz rozproszony wskutek zjawiska Comptona może ulegać dalszym rozproszeniom, tracąc za każdym razem część swej energii. W rezultacie widmo promieniowania rozproszonego „rozmywa” się w kierunku energii mniejszych. Natężenia cząstkowe promieniowania odpowiadające różnym krotnościom rozproszenia są różnymi funkcjami grubości warstwy materiału rozpraszająco-absorbujących, jak pokazano na rys. 3.14.

Całkowite natężenie promieniowania rozproszonego wstecznie od materiału wielopierwiastkowego można wyrazić wzorem

$$J_r = kJ_0 \frac{\sum_i \mu_{ri} W_i}{\sum_i (\mu_0 + \mu_b)_i W_i}, \quad (3.22)$$

gdzie:

- k – współczynnik proporcjonalności stały dla danej geometrii pomiaru,
- J_0 – natężenie początkowe promieniowania padającego na powierzchnię danego materiału rozpraszającego,
- μ_{ri} – masowy współczynnik rozpraszania (koherentnego i niekoherentnego) promieniowania w i -tym pierwiastku,
- μ_0 – masowy współczynnik absorpcji promieniowania pierwotnego w i -tym pierwiastku,
- μ_b – masowy współczynnik absorpcji w i -tym pierwiastku promieniowania rozproszonego wstecznie,
- W_i – względna zawartość („udział wagowy”) i -tego pierwiastka w materiale rozpraszającym.



Rys. 3.14. Natężenie rozproszonego promieniowania gamma o różnej krotności n rozproszenia fotonów w funkcji grubości x warstwy materiału rozpraszająco-absorbującego

Wzrost gęstości strumienia fotonów spowodowany generacją promieniowania wtórnego należy uwzględnić szczególnie przy projektowaniu osłon. W grubym przybliżeniu można tu zastosować zmodyfikowane prawo osłabienia wiązki w postaci

$$J = BJ_0 e^{-\sigma x}, \quad (3.23)$$

¹ Używa się też często terminu: *współczynnik nagromadzenia*.

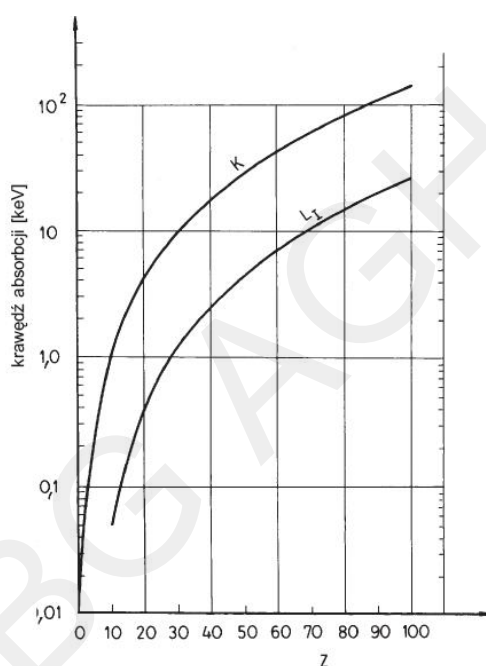
gdzie: B – współczynnik wzrostu (*build-up factor*).

Dokładniejsze obliczenia komputerowe polegają na rozwiązywaniu równania transportu fotonów (równania Boltzmann), w połączeniu z metodą Monte Carlo symulacji zachodzących w materii zjawisk elementarnych opisanych w p. 3.1

Udział rozproszonego promieniowania wtórnego nie odgrywa istotnej roli wtedy, kiedy warstwa napromieniowywanego materiału jest dostatecznie cienka, lub też gdy wiązka promieniowania jest silnie skolimowana. W takich przypadkach z dostatecznym przybliżeniem stosuje się zwykle eksponencjalne prawo osłabienia wyrażone wzorami (3.11) i (3.18).

3.3.2 Promieniowanie fluorescencyjne

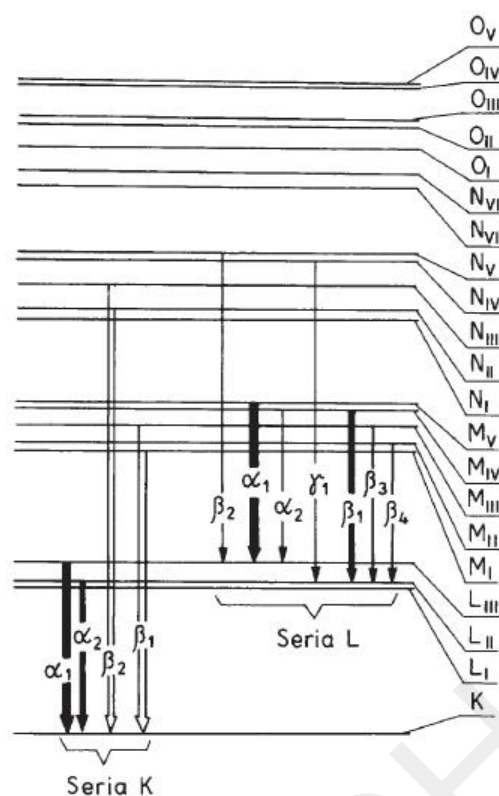
Jak już częściej wspomniano, jednym z rodzajów promieniowania wtórnego generowanego w materii pod wpływem promieniowania pierwotnego jest charakterystyczne fluorescencyjne promieniowanie X wzbudzanych atomów. Na wykorzystaniu tego właśnie promieniowania opiera się jedna z podstawowych radiometrycznych metod analizy składu chemicznego różnych materiałów, jaką jest *rentgenowska analiza fluorescencyjna*.



Rys. 3.15. Krawędzie absorpcji fotoelektrycznej K i L_I (energie wiązania elektronów w atomie) w funkcji liczby atomowej Z

Wzbudzenie atomów następuje w wyniku zjawiska absorpcji fotoelektrycznej polegającego na wybijaniu przez fotony elektronów związanych na wewnętrznych powłokach elektronowych w atomach. Jak już wyjaśniono w p. 3.1.6 takie zjawisko może zajść na danej powłoce, na przykład K lub L w atomie pod warunkiem, że energia fotonów promieniowania pierwotnego (wzbudzającego) jest większa od odpowiedniej krawędzi absorpcji, to znaczy energii wiązania elektronu na danej powłoce. Krawędzie K i L_I absorpcji fotoelektrycznej w funkcji liczby atomowej Z absorbenta przedstawiono na rys. 3.15.

Atom wzbudzony po emisji elektronu z któregoś z poziomów wewnętrznych jest układem nietrwałym. Powrót do stanu równowagi polega na „przeskoku” elektronu z poziomu wyższego na miejsce zwolnione po elektronie wyemitowanym. Na przykład, po wzbudzeniu atomu na poziomie K mogą nastąpić przejścia elektronowe z poziomów L , M itp., prowadzące z kolei do powstania wolnych miejsc na tych poziomach. Powoduje to dalsze przeskoki elektronów ze stanów coraz wyższych. Takie przegrupowania elektronów wewnątrz atomu zachodzą dopóty, dopóki atom jako całość nie osiągnie minimum energii potencjalnej dozwolonego przez zakaz Pauliego. Cały to zjawisko kaskadowego odwzbudzenia się atomu zachodzi na ogół w czasie rzędu 10^{-8} sekundy. Możliwe przejścia elektronowe w atomie przedstawiono na rys. 3.16.



Rys. 3.16. Dozwolone przejścia elektronowe w atomach odpowiadające głównym liniom emisyjnym serii K i L promieniowania X

Z każdym przeskokiem elektronu z poziomu wyższego na niższy związany jest ubytek energii, która może być wyemitowana w postaci fotonu charakterystycznego promieniowania X (fluorescencyjnego). Energie fotonów tego promieniowania są określone wzorem

$$(h\nu)_{j,i} = E_j - E_i, \quad (3.24)$$

gdzie: E_j, E_i – energie wiązania elektronów na poziomach j, i między którymi nastąpiło przejście elektronu.

Ponieważ energie wiązania (krawędzie absorpcji) zależą jednoznacznie od liczby atomowej Z promieniującego atomu, przeto energia fotonów określonej linii promieniowania fluorescencyjnego jest wielkością charakterystyczną dla każdego pierwiastka. Po raz pierwszy stwierdził to doświadczalnie H. G. Moseley w 1913 r. Zależność tę można przedstawić w postaci

$$(h\nu)_{j,i} = a(Z - b)^2, \quad (3.25)$$

gdzie:

Z – liczba atomowa promieniującego atomu,

a, b – stałe.

Wyrażone wzorem (3.25) zależności dla linii K_α i L_α promieniowania fluorescencyjnego przedstawiono na rys. 3.17.

Tab. 3.2.

Krawędzie absorpcji fotoelektrycznej oraz energie $h\nu$ (w keV)

Z	Pierwiastek	Seria K				
		K_{ab}	K_{β_2}	K_{β_1}	K_{α_1}	K_{α_2}
1	Wodór	0,013				
2	Hel	0,024				
3	Lit	0,055			0,052	
4	Beryl	0,116			0,110	
5	Bor	0,192			0,185	
6	Węgiel	0,283			0,282	
7	Azot	0,399			0,392	
8	Tlen	0,531			0,523	
9	Fluor	0,687			0,677	
10	Neon	0,874			0,851	
11	Sód	1,080		1,067	1,041	
12	Magnez	1,303		1,297	1,254	
13	Glin	1,559		1,553	1,487	1,486
14	Krzem	1,838		1,832	1,740	1,739
15	Fosfor	2,142		2,136	2,015	2,014
16	Siarka	2,470		2,464	2,308	2,306
17	Chlor	2,819		2,815	2,622	2,621
18	Argon	3,203		3,192	2,957	2,955
19	Potas	3,607		3,589	3,313	3,310
20	Wapń	4,038		4,012	3,691	3,688
21	Skand	4,496		4,460	4,090	4,085
22	Tytan	4,964		4,931	4,510	4,504
23	Wanad	5,463		5,427	4,952	4,944
24	Chrom	5,988		5,946	5,414	5,405
25	Mangan	6,537		6,490	5,898	5,887
26	Żelazo	7,111		7,057	6,403	6,390
27	Kobalt	7,709		7,649	6,930	6,915
28	Nikiel	8,331	8,328	8,264	7,477	7,460
29	Miedź	8,980	8,976	8,904	8,047	8,027
30	Cynk	9,660	9,657	9,571	8,638	8,615

głównych linii emisyjnych K i L różnych pierwiastków

Seria L							
L_{Iab}	L_{IIab}	L_{IIIab}	L_{γ_1}	L_{β_2}	L_{β_1}	L_{α_1}	L_{α_2}
0,048	0,022	0,022					
0,055	0,034	0,034					
0,063	0,050	0,049					
0,087	0,073	0,072					
0,118	0,099	0,098					
0,153	0,129	0,128					
0,193	0,164	0,163					
0,238	0,203	0,202					
0,287	0,247	0,245					
0,341	0,297	0,294					
0,399	0,352	0,349				0,344	0,341
0,462	0,411	0,406				0,399	0,395
0,530	0,460	0,454				0,458	0,452
0,604	0,519	0,512				0,519	0,510
0,679	0,583	0,574				0,581	0,571
0,762	0,650	0,639				0,647	0,636
0,849	0,721	0,708				0,717	0,704
0,929	0,794	0,779				0,790	0,775
1,015	0,871	0,853				0,866	0,849
1,100	0,953	0,933				0,948	0,928
1,200	1,045	1,022				1,032	1,000

Tabela 3.2 cd.

Z	Pierwiastek	Seria K				
		K_{ab}	K_{β_2}	K_{β_1}	K_{α_1}	K_{α_2}
31	Gal	10,368	10,365	10,263	9,251	9,234
32	German	11,103	11,100	10,981	9,885	9,854
33	Arsen	11,863	11,863	11,725	10,543	10,507
34	Selen	12,652	12,651	12,495	11,221	11,181
35	Brom	13,475	13,465	13,290	11,923	11,877
36	Krypton	14,323	14,313	14,112	12,648	12,597
37	Rubid	15,201	15,184	14,960	13,394	13,335
38	Stront	16,106	16,083	15,834	14,164	14,097
39	Itr	17,037	17,011	16,736	14,957	14,882
40	Cyrkon	17,998	17,969	17,666	15,774	15,690
41	Niob	18,987	18,951	18,621	16,614	16,520
42	Molibden	20,002	19,964	19,607	17,478	17,373
43	Technet	21,054	21,012	20,585	18,410	18,328
44	Ruten	22,118	22,072	21,655	19,278	19,149
45	Rod	23,224	23,169	22,721	20,214	20,072
46	Pallad	24,347	24,297	23,816	21,175	21,018
47	Srebro	25,517	25,454	24,942	22,162	21,988
48	Kadm	26,712	26,641	26,093	23,172	22,982
49	Ind	27,928	27,859	27,274	24,207	24,000
50	Cyna	29,190	29,106	28,483	25,270	25,042
51	Antymon	30,486	30,387	29,723	26,357	26,109
52	Tellur	31,809	31,698	30,993	27,471	27,200
53	Jod	33,164	33,016	32,292	28,610	28,315
54	Ksenon	34,579	34,446	33,644	29,802	29,485
55	Cez	35,959	35,819	34,984	30,970	30,623
56	Bar	37,410	37,255	36,376	32,191	31,815
57	Lantan	38,931	38,728	37,799	33,440	33,033
58	Cer	40,449	40,231	39,255	34,717	34,276
59	Prazeodym	41,998	41,772	40,746	36,023	35,548
60	Neodym	43,571	43,298	42,269	37,359	36,845
61	Promet	45,207	44,955	43,945	38,649	38,160
62	Samar	46,846	46,553	45,400	40,124	39,523
63	Europ	48,551	48,241	47,027	41,529	40,877
64	Gadolin	50,229	49,961	48,718	42,983	42,280
65	Terb	51,998	51,737	50,391	44,470	43,737

Tabela 3.2 cd.

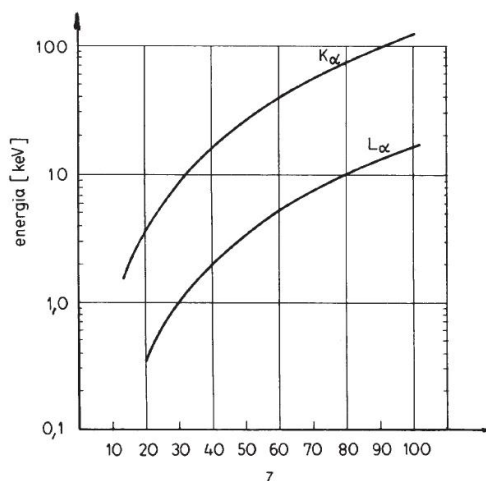
Seria L							
L_{Iab}	L_{IIab}	L_{IIIab}	L_{γ_1}	L_{β_2}	L_{β_1}	L_{α_1}	L_{α_2}
1,300	1,134	1,117			1,122	1,096	
1,420	1,248	1,217			1,216	1,186	
1,529	1,359	1,323			1,317	1,282	
1,652	1,473	1,434			1,419	1,379	
1,794	1,599	1,552			1,526	1,480	
1,931	1,727	1,675			1,638	1,587	
2,067	1,866	1,806			1,752	1,694	1,692
2,221	2,008	1,941			1,872	1,806	1,805
2,237	2,154	2,079			1,996	1,922	1,920
2,547	2,305	2,220	2,302	2,219	2,124	2,042	2,040
2,706	2,467	2,374	2,462	2,367	2,257	2,166	2,163
2,884	2,627	2,523	2,623	2,518	2,395	2,293	2,290
3,054	2,795	2,677	2,792	2,674	2,538	2,424	2,420
3,236	2,966	2,837	2,964	2,836	2,683	2,558	2,554
3,419	3,145	3,002	3,144	3,000	2,834	2,696	2,692
3,617	3,329	3,172	3,328	3,172	2,990	2,838	2,833
3,810	3,528	3,352	3,519	3,348	3,151	2,984	2,978
4,019	3,727	3,538	3,716	3,528	3,316	3,133	3,127
4,237	3,939	3,729	3,920	3,713	3,487	3,287	3,279
4,464	4,157	3,928	4,131	3,904	3,662	3,444	3,435
4,697	4,381	4,132	4,347	4,100	3,843	3,605	3,595
4,938	4,613	4,341	4,570	4,301	4,029	3,769	3,758
5,190	4,856	4,559	4,800	4,507	4,220	3,937	3,926
5,452	5,104	4,782	5,036	4,720	4,422	4,111	4,098
5,720	5,358	5,011	5,280	4,936	4,620	4,286	4,272
5,995	5,623	5,247	5,531	5,156	4,828	4,467	4,451
6,283	5,894	5,489	5,789	5,384	5,043	4,651	4,635
6,561	6,165	5,729	6,052	5,613	5,262	4,840	4,823
6,846	6,443	5,968	6,322	5,850	5,489	5,034	5,014
7,144	6,727	6,215	6,602	6,090	5,722	5,230	5,208
7,448	7,018	6,466	6,891	6,336	5,956	5,431	5,408
7,754	7,281	6,721	7,180	6,587	6,206	5,636	5,609
8,069	7,624	6,983	7,478	6,842	6,456	5,846	5,816
8,393	7,940	7,252	7,788	7,102	6,714	6,059	6,027
8,724	8,258	7,519	8,104	7,368	6,979	6,275	6,241

Tabela 3.2 cd.

Z	Pierwiastek	Seria K				
		K_{ab}	K_{β_2}	K_{β_1}	K_{α_1}	K_{α_1}
66	Dysproz	53,789	53,491	52,178	45,985	45,193
67	Holm	55,615	55,292	53,934	47,528	46,686
68	Erb	57,483	57,088	55,690	49,099	48,205
69	Tul	59,335	58,969	57,576	50,730	49,762
70	Iterb	61,303	60,959	59,352	52,360	51,326
71	Lutet	63,304	62,946	61,282	54,063	52,959
72	Hafn	65,313	64,936	63,209	55,757	54,579
73	Tantal	67,400	66,999	65,210	57,524	56,270
74	Wolfram	69,508	69,090	67,233	59,310	57,973
75	Ren	71,662	71,220	69,290	61,131	59,707
76	Osm	73,860	73,393	71,404	62,991	61,477
77	Iryd	76,097	75,605	73,549	64,886	63,278
78	Platyna	78,379	77,866	75,736	66,820	65,111
79	Złoto	80,713	80,165	77,968	68,794	66,980
80	Rtęć	83,106	82,526	80,258	70,821	68,894
81	Tal	85,517	84,904	82,558	72,860	70,820
82	Ołów	88,001	87,343	84,922	74,957	72,794
83	Bizmut	90,521	89,833	87,335	77,097	74,805
84	Polon	93,112	92,386	89,809	79,296	76,868
85	Astat	95,740	94,976	92,319	81,525	78,956
86	Radon	98,418	97,616	94,877	83,800	81,080
87	Frank	101,147	100,305	97,483	86,119	83,243
88	Rad	103,927	103,048	100,136	88,485	85,446
89	Aktyn	106,759	105,838	102,846	90,894	87,681
90	Tor	109,630	108,671	105,592	93,334	89,942
91	Protaktyn	112,581	111,575	108,408	95,851	92,271
92	Uran	115,591	114,549	111,289	98,428	94,648
93	Neptun	118,619	117,533	114,181	101,005	97,023
94	Pluton	121,720	120,592	117,146	103,653	99,457
95	Ameryk	124,876	123,706	120,163	106,351	101,932
96	Kiur	128,088	126,875	123,235	109,098	104,448
97	Berkel	131,357	130,101	126,362	111,896	107,023
98	Kaliforn	134,683	133,383	129,544	114,745	109,603
99	Einstein	138,067	136,724	132,781	117,646	112,244
100	Ferm	141,510	140,122	136,075	120,598	114,926

Tabela 3.2 cd.

Seria L							
L_{Iab}	L_{IIab}	L_{IIIab}	L_{γ_1}	L_{β_2}	L_{β_1}	L_{α_1}	L_{α_2}
9,083	8,621	7,850	8,418	7,638	7,249	6,495	6,457
9,411	8,920	8,074	8,748	7,912	7,528	6,720	6,680
9,776	9,263	8,364	9,089	8,188	7,810	6,948	6,904
10,144	9,628	8,652	9,424	8,472	8,103	7,181	7,135
10,486	9,977	8,943	9,779	8,758	8,401	7,414	7,367
10,867	10,345	9,241	10,142	9,048	8,708	7,654	7,604
11,264	10,734	9,556	10,514	9,346	9,021	7,898	7,843
11,676	11,130	9,876	10,892	9,649	9,341	8,145	8,087
12,090	11,535	10,198	11,283	9,959	9,670	8,396	8,333
12,522	11,955	10,531	11,684	10,273	10,008	8,651	8,584
12,965	12,383	10,869	12,094	10,596	10,354	8,910	8,840
13,413	12,819	11,211	12,509	10,918	10,706	9,173	9,098
13,873	13,268	11,559	12,939	11,249	11,069	9,441	9,360
14,353	13,733	11,919	13,379	11,582	11,439	9,711	9,625
14,841	14,212	12,285	13,828	11,923	11,823	9,987	9,896
15,346	14,697	12,657	14,288	12,268	12,210	10,266	10,170
15,870	15,207	13,044	14,762	12,620	12,611	10,549	10,448
16,393	15,716	13,424	15,244	12,977	13,021	10,836	10,729
16,935	16,244	13,817	15,740	13,338	13,441	11,128	11,014
17,490	16,784	14,215	16,248	13,705	13,873	11,424	11,304
18,058	17,337	14,618	16,768	14,077	14,316	11,724	11,597
18,638	17,904	15,028	17,301	14,459	14,770	12,029	11,894
19,233	18,481	15,442	17,845	14,839	15,233	12,388	12,194
19,842	19,078	15,865	18,405	15,227	15,712	12,650	12,499
20,460	19,688	16,296	18,977	15,620	16,200	12,966	12,808
21,102	20,311	16,731	19,559	16,022	16,700	13,291	13,120
21,753	20,943	17,163	20,163	16,425	17,218	13,613	13,438
22,417	21,596	17,614	20,774	16,837	17,740	13,945	13,758
23,097	22,262	18,066	21,401	17,254	18,278	14,279	14,082
23,793	22,944	18,525	22,042	17,677	18,829	14,618	14,411
24,503	23,640	18,990	22,699	18,106	19,393	14,961	14,743
25,230	24,352	19,461	23,370	18,540	19,971	15,309	15,079
25,971	25,080	19,938	24,056	18,980	20,562	15,661	15,420
26,729	25,824	20,422	24,758	19,426	21,166	16,018	15,764
27,503	26,584	20,912	25,475	19,879	21,785	16,379	16,113



Rys. 3.17. Energie linii emisyjnych K_{α} i L_{α} promieniowania X w funkcji liczby atomowej Z promieniującego atomu

Krawędzie absorpcji (energie wiązania) oraz energie $h\nu$ głównych linii emisyjnych serii K i L wszystkich pierwiastków podano w tabeli 3.2. Względne natężenia poszczególnych linii charakterystycznego promieniowania X wykazują znaczne zróżnicowanie. Wynika to z różnych prawdopodobieństw przejść między różnymi poziomami energii w atomach. Niektóre przejścia są całkowicie wzbronione jak na przykład z poziomów L_I , M_{IV} , M_V na poziom K (patrz rys. 3.16). W rezultacie liczba obserwowanych linii emisyjnych promieniowania charakterystycznego jest znacznie mniejsza w porównaniu z liczbą możliwości wynikających z rozkładu stanów (poziomów) energetycznych atomów. W tabeli 3.3 przedstawiono przykładowo względne natężenia głównych linii promieniowania charakterystycznego serii K i L niektórych pierwiastków.

Tab. 3.3. Względne natężenia głównych linii serii K i L charakterystycznego promieniowania X niektórych pierwiastków

Seria K

Pierwiastek	Z	α_1	α_2	β_1	β_2	
Cr	24	100	50	21	—	
Fe	26	100	49	18	—	
Zn	30	100	49	18	0,2	
Sr	38	100	48	21	2	
Mo	42	100	50	23	3	
Sn	50	100	50	29	7	

Seria L

Pierwiastek	Z	α_1	α_2	β_1	β_2	β_3	β_4	γ_1
Mo	42	100	13	62	8	14	10	7
Ag	47	100	12	59	21	9	6	12
Ta	73	100	11	57	20	7	6	11
W	74	100	11	52	20	8	5	9
Pt	78	100	11	51	23	8	55	11

3.3.3 Zjawisko Augera i wydajność fluorescencji

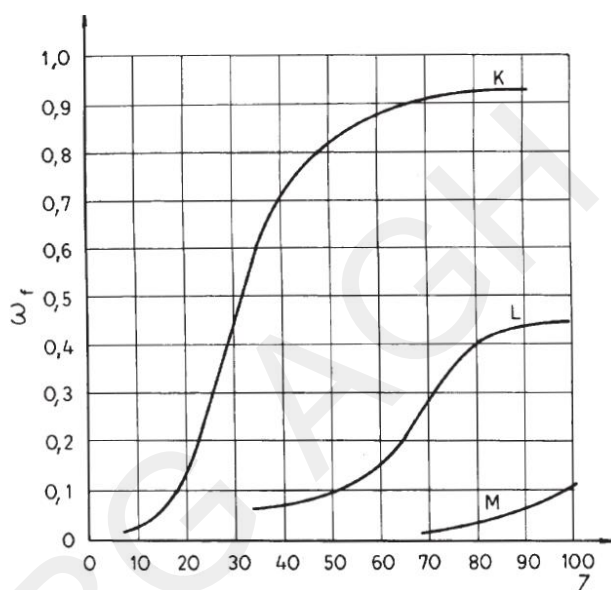
Przechodzeniu atomu do stanu podstawowego nie zawsze towarzyszy emisja promieniowania charakterystycznego. Zamiast fotonu wzbudzony atom może wyemitować elektron. Jest to zjawisko Augera, a uwalniane w ten sposób elektrony nazywamy elektronami Augera. Emisja elektronów Augera, na przykład z poziomu L , jest możliwa tylko wtedy, kiedy wyzwalana w atomie energia przejścia między poziomami L i K jest większa od energii wiązania elektronu na poziomie L . Warunek ten można zapisać w postaci:

$$E_K - E_L \geq E_L,$$

gdzie:

E_K, E_L – energie wiązania (*krawędzie absorpcji*) na poziomach K i L danego atomu.

Prawdopodobieństwo emisji elektronu Augera (zamiast fotonu charakterystycznego promieniowania X) maleje ze wzrostem liczby atomowej. Zjawisko Augera zachodzi więc głównie w pierwiastkach lekkich. Zjawisko to, jako konkurencyjne w stosunku do emisji promieniowania fluorescencyjnego, powoduje zmniejszenie natężenia tego promieniowania.



Rys. 3.18. Wydajność fluorescencji ω_f na poziomach K, L i M w zależności od liczby atomowej Z promieniującego atomu

Stosunek liczby fotonów określonej serii promieniowania fluorescencyjnego, emitowanych w jednostce czasu, do liczby wszystkich atomów wzbudzonych w tym czasie nazywamy *wydajnością fluorescencji*. A zatem wydajność fluorescencji, na przykład na poziomie K , można zdefiniować wzorem:

$$\omega_K \stackrel{\text{def.}}{=} \frac{N_K^f}{N_K},$$

gdzie:

N_K^f – liczba fotonów promieniowania fluorescencyjnego serii K ,

N_K – liczba atomów wzbudzonych w tym czasie w wyniku wybicia fotoelektronów z powłoki (poziomu) K

Wydajności fluorescencji na poziomach K, L i M atomów o różnych liczbach atomowych Z podano w tabeli 3.4 i na rysunku 3.18.

Tab. 3.4. Wydajności fluorescencji na poziomach K , L i M dla atomów o różnych liczbach atomowych Z

Z	K	L	M
1			
2			
3			
4			
5			
6	0,001		
7	0,002		
8	0,003		
9	0,005		
10	0,008		
11	0,013		
12	0,019		
13	0,026		
14	0,036		
15	0,047		
16	0,061		
17	0,078		
18	0,097		
19	0,118		
20	0,142	0,001	
21	0,168	0,001	
22	0,197	0,001	
23	0,227	0,002	
24	0,258	0,002	
25	0,291	0,003	
26	0,324	0,003	
27	0,358	0,004	
28	0,392	0,005	
29	0,425	0,006	
30	0,458	0,007	
31	0,489	0,009	
32	0,520	0,010	
33	0,549	0,012	
34	0,577	0,014	
35	0,604	0,016	
36	0,629	0,019	
37	0,653	0,021	0,001
38	0,675	0,024	0,001
39	0,695	0,027	0,001
40	0,715	0,031	0,001
41	0,732	0,035	0,001
42	0,749	0,039	0,001
43	0,765	0,043	0,001
44	0,779	0,047	0,001
45	0,792	0,052	0,001
46	0,805	0,058	0,001
47	0,816	0,063	0,002
48	0,827	0,069	0,002
49	0,836	0,075	0,002
50	0,845	0,081	0,002

Z	K	L	M
51	0,854	0,088	0,002
52	0,862	0,095	0,003
53	0,869	0,102	0,003
54	0,876	0,110	0,003
55	0,882	0,118	0,004
56	0,888	0,126	0,004
57	0,893	0,135	0,004
58	0,898	0,143	0,005
59	0,902	0,152	0,005
60	0,907	0,161	0,006
61	0,911	0,171	0,006
62	0,915	0,180	0,007
63	0,918	0,190	0,007
64	0,921	0,200	0,008
65	0,924	0,210	0,009
66	0,927	0,220	0,009
67	0,930	0,231	0,010
68	0,932	0,240	0,011
69	0,934	0,251	0,012
70	0,937	0,262	0,013
71	0,939	0,272	0,014
72	0,941	0,283	0,015
73	0,942	0,293	0,016
74	0,944	0,304	0,018
75	0,945	0,314	0,019
76	0,947	0,325	0,020
77	0,948	0,335	0,022
78	0,949	0,345	0,024
79	0,951	0,356	0,026
80	0,952	0,366	0,028
81	0,953	0,376	0,030
82	0,954	0,386	0,032
83	0,954	0,396	0,034
84	0,955	0,405	0,037
85	0,956	0,415	0,040
86	0,957	0,425	0,043
87	0,957	0,434	0,046
88	0,958	0,443	0,049
89	0,958	0,452	0,052
90	0,959	0,461	0,056
91	0,959	0,469	0,060
92	0,960	0,478	0,064
93	0,960	0,486	0,068
94	0,960	0,494	0,073
95	0,960	0,502	0,077
96	0,961	0,510	0,083
97	0,961	0,517	0,088
98	0,961	0,524	0,093
99	0,961	0,531	0,099
100	0,961	0,538	0,106

Bibliografia

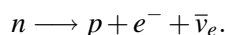
- [1] Dziunikowski B.: *Radiometryczne metody analizy chemicznej*. Warszawa, WNT 1991
- [2] Kaplan I.: *Fizyka jądrowa*. Warszawa, PWN 1957
- [3] Massalski J.: *Fizyka dla inżynierów*. Część II. Warszawa, WNT 1975
- [4] Muchin K. N.: *Doświadczalna fizyka jądrowa*. Część I. Warszawa, WNT 1978
- [5] Strzałkowski A.: *Wstęp do fizyki jądra atomowego*. Warszawa, PWN 1978
- [6] Szczeniowski S.: *Fizyka doświadczalna*. Część VI – *Fizyka jądra i cząstek elementarnych*. Warszawa, PWN 1974

Rozdział 4

Neutrony

4.1 Źródła neutronów

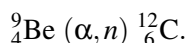
Neutrony wchodzą w skład wszystkich jąder atomowych z wyjątkiem jądra zwykłego wodoru (^1_1H). Neutron swobodny nie związany w jądrze stanowi cząstkę nietrwałą, która rozpada się na proton, elektron i antyneutrino elektronowe (rozpad β^-) z czasem połowicznego rozpadu około 15 minut



Neutrony mogą być uwalniane z jąder pod warunkiem dostarczenia im energii większej od tak zwanej *energii separacji*, to znaczy energii wiązania neutronu najslabiej związanego w danym jądrze. Energia separacji odpowiada praktycznie progowi energetycznemu reakcji fotoneutronowej (γ, n) dla danego jądra. Energie te różnią się znacznie dla różnych jąder (patrz tab. 4.1). Zwróćmy uwagę na wyjątkowo małą energię separacji neutronu w jądrze berylu ^9_4Be zawierającym 4 protony i 5 neutronów. Z tego właśnie powodu beryl wykorzystywany jest w praktyce do uzyskiwania swobodnych neutronów. Cząstkami wnoszącymi do jądra potrzebną energię mogą być cząstki alfa emitowane przez różne pierwiastki promieniotwórcze, takie jak rad, polon, aktyn, ameryk lub pluton. W wyniku absorpcji cząstki alfa przez jądro berylu zachodzi reakcja jądrowa



co można krócej zapisać w postaci



Produktami takiej reakcji jest jądro węgla oraz swobodny neutron. Neutrony takie unoszą przy tym pewną energię kinetyczną. W praktyce źródła oparte na powyższej reakcji sporządza się w postaci stopu berylu z emiterem cząstek alfa. Obecnie najczęściej stosowanymi w tym celu emiterami tych cząstek są izotopy ^{241}Am , ^{221}Ac , ^{238}Pu , ^{239}Pu lub ^{244}Cm . Są one wytwarzane w reaktorach jądrowych. Stosowane dawniej źródła radowo-berylowe neutronów wychodzą z użycia głównie ze względu na silne promieniowanie gamma towarzyszące rozpadom jąder radu i jego pochodnych. Innym rodzajem radioizotopowego źródła neutronów jest izotop kalifornu ^{252}Cf , którego jądra – oprócz rozpadów alfa – ulegają także rozszczepieniom spontanicznym z towarzyszącą temu emisją neutronów. Źródła kalifornowe cechują się bardzo dużym wydatkiem właściwym neutronów. Wytwarzane obecnie rutynowo źródła tego typu mają wydatki rzędu 10^9 neutronów na sekundę na 1 miligram izotopu ^{252}Cf .

W tab. 4.2 zestawiono dane charakteryzujące niektóre izotopowe źródła neutronów. Z kolei na rys. 4.1 przedstawiono przykładowo widma energii neutronów emitowanych przez źródła ^{252}Cf i Pu-Be. Ciągłość tych widm dla neutronów ze źródeł berylowych wynika z następujących faktów:

- 1) cząstki alfa o określonej energii początkowej, oddziałując z materią wewnątrz źródła, wytracają energię. Wskutek tego widmo energii tych cząstek rozmywa się w kierunku energii coraz mniejszych, co pociąga za sobą rozmycie również widma energii neutronów,
- 2) jądra radioizotopów emitujących cząstki alfa wysyłają zwykle kilka grup tych cząstek o różnych energiach,

Tab. 4.1. Energie separacji E_S neutronów w niektórych jądrach

Jądro	E_S [MeV]
${}^2_1\text{D}$	2,225
${}^3_2\text{He}$	6,258
${}^4_2\text{He}$	20,577
${}^9_4\text{Be}$	1,665
${}^{10}_4\text{Be}$	6,814
${}^{12}_6\text{C}$	18,720
${}^{14}_7\text{N}$	10,553
${}^{238}_{92}\text{U}$	7,560

- 3) w wyniku reakcji ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ otrzymuje się jądra węgla ${}^{12}\text{C}$ w różnych stanach wzbudzenia. Każdemu z tych stanów odpowiada różna wartość energii emitowanych neutronów.

Swobodne neutrony można też otrzymywać ze źródeł fotonutronowych, opartych na wykorzystaniu reakcji ${}^9\text{Be}(\gamma, n){}^8\text{Be}$. Stosowanymi w tym celu emiterami fotonów gamma, o energiach większych od energii separacji neutronów w jądrach berylu, są izotopy ${}^{124}\text{Sb}$ lub ${}^{88}\text{Y}$ (patrz tab. 4.2).

Oprócz izotopowych źródeł berylowych stosuje się też inne źródła neutronów oparte na wykorzystaniu różnych reakcji jądrowych wywoływanych przez cząstki (jony) przyspieszane w różnego rodzaju akceleratorach. W szczególności szerokie zastosowanie znalazły *generatory neutronów monoenergetycznych* o energii około 14 MeV. Takie neutrony otrzymuje się z reakcji ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$ zachodzącej w jądrach trytu (${}^3\text{H}$, czyli t) pod wpływem deuteronów (d) przyspieszanych w małych akceleratorach typu Cockrofta-Waltona. W tym celu cząsteczki gazowego deuteru atomizuje się i jonizuje za pomocą pola elektrycznego dużej częstotliwości. Wytworzone w ten sposób deuterony (jądra deuteru) przyspiesza się w rurze próżniowej napięciem rzędu 100–400 kV. Przyspieszone deuterony uderzają w tarczę cyrkonową lub tytanową nasyconą trytem, w którym zachodzi wspomniana wyżej reakcja deuter-tryt ($d-t$).

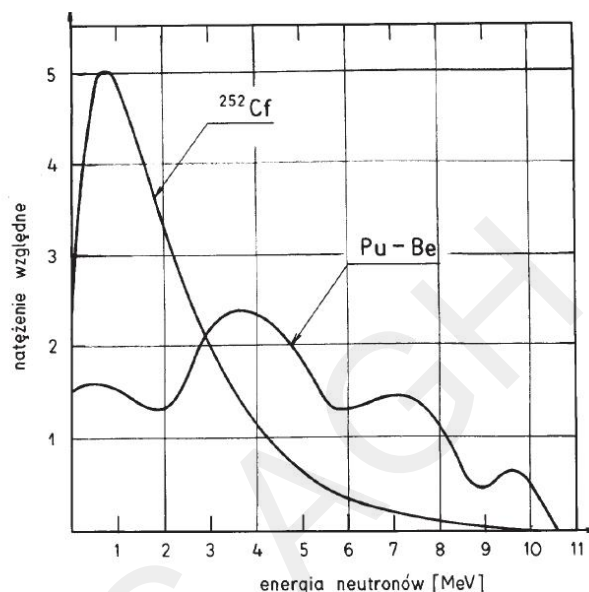
Tab. 4.2. Charakterystyka niektórych izotopowych źródeł neutronów (dane przybliżone)

Źródło	Reakcja	$T_{1/2}$	Wydatek [liczba neutronów na 1s na 10^{10} rozpadów jądr.]	Moc dawki ekspozycyjnej prom. gamma na 10^{10} neutronów w odległości 1m [R/godz.]
${}^{226}\text{Ra} + \text{Be}$	(α, n)	1600 lat	10^7	600
${}^{227}\text{Ac} + \text{Be}$	(α, n)	22 lat	10^7	80
${}^{238}\text{Pu} + \text{Be}$	(α, n)	90 lat	10^6	0,1
${}^{239}\text{Pu} + \text{Be}$	(α, n)	24360 lat	10^6	0,1
${}^{241}\text{Am} + \text{Be}$	(α, n)	460 lat	10^6	10
${}^{241}\text{Cm} + \text{Be}$	(α, n)	18 lat	10^6	0,04
${}^{252}\text{Cf}$	rozszczerzenia spontaniczne	2,65 lat (efektywny)	10^9 na 1 mg Cf	0,1 na 1 mg Cf
${}^{124}\text{Sb} + \text{Be}$	(γ, n)	60 dni	10^5	
${}^{88}\text{Y} + \text{Be}$	(γ, n)	108 dni	10^5	

Zamiast tarczy nasyconej trytem można też stosować podobne tarcze nasycone deuterem. W wyniku zachodzącej w takiej tarczy reakcji $d-d$ otrzymuje się neutrony o energii około 3 MeV.

Wspomnianereakcjejdrowe— $d-d$ — $d-t$ mogą zachodzić także w gazowym deuterze lub gazowej mieszance deuteru i trytu w czasie wyładowania elektrycznego w takim gazie. Na tej zasadzie działają miniaturowe *generatory lampowe neutronów*. Wykorzystuje się je głównie jako źródła impulsowych strumieni neutronów w niektórych metodach geofizycznych badania skał w otworach wiertniczych (profilowania odwiertów). Tego rodzaju miniaturowe lampy neutronowe o średnicy 24 mm i długości 140 mm skonstruowano, między innymi, w Instytucie Fizyki i Techniki Jądrowej AGH (obecnie Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej).

Największymi źródłami neutronów, o energiach w zakresie od termicznej (0,025 eV) do około 10 MeV, są reaktory jądrowe, w których zachodzą rozszczepienia jąder uranu lub plutonu z towarzyszącą temu emisją tak zwanych *neutronów rozszczepieniowych*. Gęstości strumieni neutronów w rdzeniu reaktora mogą osiągać wartości rzędu 10^{15} n/(cm²s).



Rys. 4.1. Przybliżone widma energii neutronów emitowanych przez źródła radioizotopowe

4.2 Oddziaływanie neutronów z materią

4.2.1 Charakterystyka ogólna

W zastosowaniach technicznych neutronów istotną rolę odgrywają wyłącznie oddziaływania jądrowe (silne) tych cząstek z jądrami atomowymi. Można tu pominąć zupełnie oddziaływania elektromagnetyczne wynikające z istnienia momentu magnetycznego neutronu.

Skutkiem oddziaływań jądrowych neutronu z jądrami atomowymi mogą być następujące zjawiska:

- 1) rozproszenie sprężyste neutronu, czyli reakcja jądrowa typu (n, n) z zachowaniem energii kinetycznej oddziałujących ze sobą cząstek,
- 2) rozproszenie niesprężyste $(n, n'\gamma)$ prowadzące do wzbudzenia jądra (niezachowana energia kinetyczna) z natychmiastową reemisją energii wzbudzenia w postaci fotonu gamma,
- 3) reakcje jądrowe z emisją cząstek naładowanych, na przykład typu (n, p) , (n, α) , (n, d) itp.,
- 4) wychwyt radiacyjny, to znaczy reakcja typu (n, γ) polegająca na absorpcji neutronu przez jądro z towarzyszącą emisją fotonu gamma,
- 5) reakcja rozszczepienia jądra ciężkiego (n, f) .

W wyniku absorpcji neutronów przez niektóre jądra mogą się tworzyć nowe izotopy promieniotwórcze nie występujące w przyrodzie w sposób naturalny. Tego rodzaju proces wytwarzania sztucznych izotopów promieniotwórczych nazywamy *aktywacją*.

Przekrój czynny σ_a na absorpcję neutronu przez pojedyncze jądro zależy silnie od energii kinetycznej (prędkości) neutronów. Dla większości jąder zależność ta podlega tak zwanej regule $1/v$, według której przekrój czynny σ_a jest odwrotnie proporcjonalny do prędkości neutronów

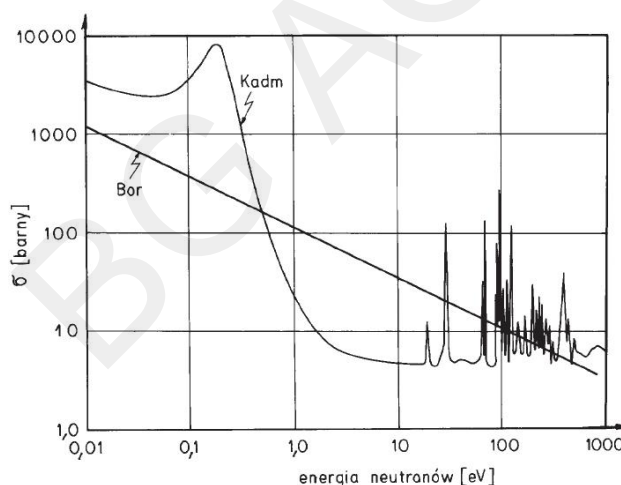
$$\sigma_a \sim \frac{1}{v}. \quad (4.1)$$

Należy jednak podkreślić, że nie jest to ogólne prawo, lecz przybliżona reguła obowiązująca tylko w pewnych zakresach energii neutronów. Reguła ta nie obowiązuje w zakresach energii, w których przekroje czynne na absorpcję neutronów wykazują maksima (*piki rezonansowe*) odpowiadające różnicom skwantowanych poziomów energii danego jądra. Rezonansowy charakter omawianej zależności jest widoczny na rys. 4.2 dla jąder kadmu ^{113}Cd .

4.2.2 Spowalnianie i termalizacja neutronów

Szczególną rolę w praktycznych zastosowaniach neutronów odgrywa ich spowalnianie (*moderacja*) w wyniku sprężystych rozprożeń na jądrach, zwłaszcza lekkich. Z praw mechaniki klasycznej wynika, że przy zderzeniu centralnym (czołowym) neutronu o masie m z jądrem o masie M , stosunek energii kinetycznej E neutronu po zderzeniu do wartości tej energii E_0 przed zderzeniem wyraża się wzorem

$$\frac{E}{E_0} = \left(\frac{M-m}{M+m} \right)^2. \quad (4.2)$$



Rys. 4.2. Przekroje czynne σ na absorpcję neutronów przez jądra kadmu i boru. Najwyższy pik przy energii 0,17 eV związany jest z reakcją $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)^{114}\text{Cd}$

Na przykład, przyjmując masę neutronu $m = 1 \text{ u}^*$, otrzymujemy dla węgla jako spowalniacza ($M_C = 12 \text{ u}$) wartość

$$\frac{E}{E_0} = \left(\frac{12-1}{12+1} \right)^2 = 0,72.$$

Oznacza to, że w jednym zderzeniu z jądrem węgla (grafitu) neutron może stracić 28% swojej pierwotnej energii kinetycznej.

W przypadku jąder wodoru czyli protonów ($M_H \approx 1 \text{ u}$) stosunek energii wyrażony wzorem (4.2) będzie miał wartość około zera. Oznacza to, że w wyniku pojedynczego zderzenia czołowego z jądrem wodoru neutron może stracić prawie 100% swej początkowej energii kinetycznej. Przypomina to czołowe zderzenie dwóch kul

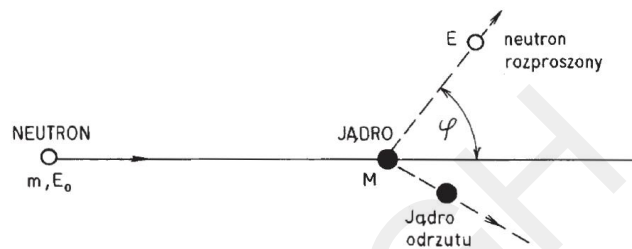
*Jednostka masy atomowej zdefiniowana jako 1/12 masy jądra izotopu węgla $^{12}_6\text{C}$.

bilardowych, z których jedna pozostawała w spoczynku przed zderzeniem. W wyniku zderzenia przejmuje ona całą energię kinetyczną drugiej kuli.

Z przedstawionych rozważań wynika, że efektywnymi moderatorami neutronów są materiały zawierające dużo wodoru, na przykład woda lub parafina. Trzeba jednak pamiętać, że neutrony mogą być również absorbowane przez jądra moderatora, przy czym przekrój czynny na taką absorpcję zależy zarówno od energii neutronów (reguła $1/v$) jak i składu jąder absorbentu. Do tego zagadnienia wrócimy niżej. Zwróćmy jeszcze uwagę, że przy niecentralnym zderzeniu neutronu z jądrem strata energii neutronu zależy od kąta rozproszenia φ (rys. 4.3). Kąt ten może przyjmować wartości od zera do π . W związku z tym różne też mogą być straty energii neutronu w pojedynczym zderzeniu z jądrem. Straty te należy więc rozpatrywać w sposób statystyczny, posługując się odpowiednimi wielkościami statystycznymi. Jedną z takich wielkości jest parametr ξ zdefiniowany wzorem:

$$\xi \stackrel{\text{def}}{=} \left\langle \ln \frac{E_0}{E} \right\rangle, \quad (4.3)$$

gdzie uśrednienie wartości $\ln E_0/E$ następuje po wszystkich możliwych kątach rozproszenia φ .



Rys. 4.3. Rozproszenie sprężyste neutronu o energii początkowej E_0 na jądrze o masie M

Dla neutronów o energii mniejszej od około 0,5 MeV wartość parametru ξ zależy wyłącznie od masy M jąder moderatora i wyraża się wzorem

$$\xi = 1 - \frac{(M-1)^2}{2M} \ln \left(\frac{M+1}{M-1} \right). \quad (4.4)$$

Zwróćmy znowu uwagę, że dla wodoru ($M_H = 1$) otrzymujemy $\xi = 1$. Dla jąder o masach $M > 10$ wzór (4.4) można uprościć do przybliżonej postaci

$$\xi \approx \frac{2}{M + 2/3}. \quad (4.5)$$

Znając wartość parametru ξ określonego wzorem (4.3) można obliczyć średnią liczbę zderzeń $\bar{\nu}$ neutronu z jądrami moderatora potrzebną do zmniejszenia energii tego neutronu od określonej wartości E_1 do żądanej wartości E_2 .

W tab. 4.3 podano przykładowo wartości parametru ξ i liczby $\bar{\nu}$ dla neutronów o energii początkowej $E_1 = 2$ MeV spowalnianych do energii termicznej $E_2 = 0,025$ eV.

Tab. 4.3. Właściwości rozpraszające niektórych jąder

Jądro	A	ξ	$\bar{\nu}$
H	1	1,00	18
D	2	0,72	25
Li	7	0,27	67
Be	9	0,21	87
C	12	0,16	114
O	16	0,12	150
U	238	0,008	2150

Jak już powiedziano, parametr ξ określa uśrednioną statystycznie wartość logarytmu ze stosunku energii neutronu przed i po pojedynczym zderzeniu z jądrem moderatora. Jest jednak oczywiste, że właściwości spowalniające moderatora muszą także zależeć od liczby n_0 jego jąder w jednostkowej objętości, a także od przekroju czynnego σ_r na rozproszenie neutronu na pojedynczym jądrze. Wielkością uwzględniającą te wszystkie parametry jest *zdolność spowalniania* Z_s (*slowing-down power*) zdefiniowana wzorem

$$Z_s \stackrel{\text{def}}{=} \xi n_0 \sigma_r. \quad (4.6)$$

Wielkość Z_s wyraża średnią zmianę (zmniejszenie) wartości logarytmu energii E neutronu na drodze 1 cm w moderatorze. Zdolność spowalniania Z_s można też określić wzorem

$$Z_s = \frac{N_A \rho}{A} \xi \sigma_r, \quad (4.7)$$

gdzie:

- N_A – liczba Avogadra,
- A – liczba masowa moderatora,
- ρ – gęstość moderatora.

Zauważmy, że wyrażenie $(N_A \rho)/A$ występujące we wzorze (4.7) oznacza liczbę jąder w jednostkowej objętości moderatora.

Proces spowalniania neutronów prowadzi do osiągnięcia przez nie równowagi termicznej z moderatorem. Stąd neutrony całkowicie spowolnione nazywamy *neutronami termicznymi*. W ostatnim etapie procesu spowalniania zwanym *termalizacją* zaczynają odgrywać pewną rolę wiązania chemiczne oraz drgania termiczne cząsteczek moderatora. Do opisu termalizacji nie można więc już stosować prostego modelu mechanicznego zderzania się sprężystego dwóch kul, z których jedna przed zderzeniem pozostawała w spoczynku. Zwróćmy też uwagę, że termalizowane neutrony nie mogą osiągnąć pełnej równowagi termicznej z moderatorem wskutek ich stosunkowo silnej absorpcji, zgodnie z regułą $1/v$. Najbardziej prawdopodobna wartość E_p energii neutronów termicznych jest określona klasycznym wzorem

$$E_p = k T_n, \quad (4.8)$$

gdzie:

- k – stała Boltzmanna,
- T_n – temperatura neutronów.

Temperatura T_n neutronów, a więc i średnia energia neutronów termicznych jest zawsze nieco większa od temperatury moderatora T i zależy od właściwości spowalniających i absorpcyjnych moderatora.

W przybliżeniu związek między temperaturami T_n i T opisuje wzór empiryczny

$$\frac{T_n}{T} = 1 + \alpha \frac{1}{W_s}, \quad (4.9)$$

gdzie:

- W_s – współczynnik spowalniania (*moderating ratio*),
- α – stała empiryczna o wartości około 1,5.

Współczynnik spowalniania zdefiniowany jest wzorem

$$W_s \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\xi \Sigma_r}{\Sigma_a} = \frac{\xi \sigma_r}{\sigma_a}, \quad (4.10)$$

gdzie:

- σ_a – mikroskopowy przekrój czynny na absorpcję neutronu przez pojedyncze jądro,
- $\Sigma_r = \sigma_r n_0$ – makroskopowy przekrój czynny na rozproszenie neutronu na 1 cm drogi w danym moderatorze,
- $\Sigma_a = \sigma_a n_0$ – podobny makroskopowy przekrój czynny na absorpcję.

Dobry moderator powinien charakteryzować się możliwie dużą zdolnością spowalniania przy możliwie małym przekroju czynnym na absorpcję neutronów termicznych.

Tab. 4.4. Właściwości spowalniające moderatorów neutronów

Moderator	Z_s [cm ⁻¹]	W_s
H ₂ O	1,53	72
D ₂ O	0,37	12 000
Be ₂ O	0,18	160
C (grafit)	0,06	170

W tab. 4.4 zestawiono wartości Z_s i W_s dla czterech moderatorów. Jak widać, najlepszym z nich jest ciężka woda (D₂O). Jądra deuteru ${}^2_1\text{D}$ złożone z protonu i neutronu wykazują wprawdzie gorszą zdolność spowalniania wskutek około dwukrotnie większej masy w porównaniu ze zwykłym wodorem. Z drugiej jednak strony przekrój czynny na absorpcję neutronów przez deuterony (jądra deuteru), prowadzącą do tworzenia się trytu (${}^3_1\text{T}$), jest znikomo mały.

4.2.3 Właściwości neutronów termicznych

Jak już wspomniano, w wyniku termalizacji neutronów ustala się w moderatorze stan równowagi termicznej. W tej sytuacji neutrony zderzając się z jądrami, mogą tracić lub zyskiwać nieznaczne ilości energii związanej z chaotycznym ruchem atomów. Oznacza to, że energia poszczególnych neutronów nieznacznie fluktuuje wokół pewnej wartości najbardziej prawdopodobnej dla danej temperatury.

Neutrony termiczne w moderatorze można w przybliżeniu traktować jako cząsteczki gazu podlegające klasycznej statystyce Maxwella. Zakładamy więc, że neutrony te wykazują maxwellowski rozkład prędkości, w którym najbardziej prawdopodobną prędkość v_p można określić wzorem

$$v_p = \sqrt{\frac{2kT_n}{m}}. \quad (4.11)$$

W tab. 4.5 zestawiono wartości prędkości v_p neutronów termicznych dla kilku temperatur.

Tab. 4.5. Prędkości najbardziej prawdopodobne neutronów termicznych przy różnych temperaturach

Temperatura		v_p [m/s]
[K]	[°C]	
273	0	2120
293	20	2200
300	27	2220
400	127	2570
500	227	2870
1000	727	4060

Neutrony termiczne, podobnie jak cząsteczki gazu, dyfundują w ośrodku. Można więc, tak jak w kinetyczno-molekularnym modelu gazu, wprowadzić tu pojęcie średniej drogi swobodnej. W odróżnieniu jednak od gazu idealnego, którego cząsteczki mogą ulegać tylko zderzeniom sprężystym, w przypadku neutronów zachodzą dwa zjawiska, a mianowicie rozproszenia na jądrami oraz absorpcja. W związku z tym trzeba wyróżnić dwie średnie drogi swobodne ze względu na rozproszenie $\bar{\lambda}_r$ i na absorpcję $\bar{\lambda}_a$. Wielkości te zależą od liczby jąder n_0 w jednostkowej objętości i przekrojów czynnych, odpowiednio na rozproszenie σ_r i na absorpcję σ_a . Zależności te można wyrazić wzorami

$$\bar{\lambda}_r = \frac{1}{n_0 \sigma_r}, \quad (4.12)$$

$$\bar{\lambda}_a = \frac{1}{n_0 \sigma_a}. \quad (4.13)$$

Wielkość $\bar{\lambda}_a$ określa średnią całkowitą (zygzakowatą) drogę neutronu od źródła do miejsca absorpcji. W praktyce ważniejszą wielkością jest *długość dyfuzji* L będąca miarą średniej odległości w linii prostej, jaką przebywa neutron od źródła do miejsca, w którym nastąpi jego absorpcja przez którekolwiek jądro. Długość dyfuzji można wyznaczyć doświadczalnie. Odpowiednie dane liczbowe dla różnych moderatorów przedstawiono w tab. 4.6.

Tab. 4.6. Właściwości dyfuzyjne różnych moderatorów neutronów

Moderator	Gęstość [g/cm ³]	σ_a [mbarn]	$\bar{\lambda}_a$ [m]	\bar{L} [m]
H ₂ O	1,00	660	0,5	0,03
D ₂ O	1,10	1	370	1,7
Be	1,85	10	9	0,2
C (grafit)	1,60	4	28	0,5

Bibliografia

- [1] Beckurts K. H., Wirtz K.: *Neutron Physics*. Berlin, Springer – Verlag 1964
- [2] Kaplan I.: *Fizyka jądrowa*. Warszawa, PWN 1957
- [3] Muchin K. N.: *Doświadczalna fizyka jądrowa. Część I – Fizyka jądra atomowego*. Warszawa, WNT 1978
- [4] Strzałkowski A.: *Wstęp do fizyki jądra atomowego*. Warszawa, PWN 1978
- [5] Własow N. A.: *Neutrony*. Warszawa, PWN 1957

Rozdział 5

Detekcja promieniowania jądrowego *

5.1 Uwagi wstępne

Przez *promieniowanie jądrowe* rozumie się umownie cząstki bezpośrednio jonizujące (naładowane), fotony gamma oraz neutrony.

W badaniach fizycznych, w szczególności w fizyce cząstek elementarnych, do detekcji cząstek jonizujących wykorzystuje się głównie tak zwane detektory śladowe w postaci emulsji fotograficznych lub komór mgławych (Wilsona), pęcherzykowych, iskrowych itp. Tego rodzaju detektory umożliwiają obserwację torów (śladów) różnych cząstek. W technicznych zastosowaniach metod jądrowych nie ma potrzeby stosowania takich detektorów. Dlatego w poniższym przeglądzie ograniczymy się do opisu zasad działania tylko detektorów nieśladowych, wśród których można wyróżnić:

- gazowe detektory jonizacyjne (komory jonizacyjne, liczniki proporcjonalne, liczniki Geigera-Müllera),
- liczniki scyntylacyjne,
- liczniki półprzewodnikowe.

Ogólna zasada działania wszystkich wymienionych wyżej detektorów (liczników) polega na generowaniu w ich objętości czynnej sygnałów elektrycznych w postaci krótkotrwałych impulsów prądowych. Taki impuls prądu elektrycznego przepływającego przez opór anodowy (roboczy) w obwodzie licznika powoduje na tym oporze krótkotrwały spadek potencjału, czyli impuls napięcia.

Wielkościami mierzonymi (sygnałami) na wyjściu układów detekcyjnych, składających się z detektora i odpowiedniej aparatury elektronicznej, mogą być: natężenie prądu elektrycznego (układy prądowe), amplituda wspomnianych impulsów napięciowych lub częstość zliczeń tych impulsów (układy impulsowe). Przez *częstość zliczeń* rozumie się liczbę impulsów rejestrowanych w jednostce czasu.

W układach prądowych mierzonymi sygnałami mogą być: natężenie prądu jonizacyjnego płynącego przez detektor i jego obwód zewnętrzny lub natężenie prądu otrzymywanego w wyniku całkowania impulsów prądowych w obwodzie integratora.

5.2 Gazowe detektory cząstek jonizujących

5.2.1 Podstawy klasyfikacji detektorów gazowych

Wśród detektorów gazowych należy wyróżnić: komory jonizacyjne, liczniki proporcjonalne i liczniki Geigera-Müllera (G-M). Różnią się one zakresami stosowanych napięć pracy oraz ciśnieniem i składem chemicznym gazu wypełniającego objętość czynną.

Cząstka jonizująca wpadając do wnętrza (objętości czynnej) detektora wytwarza w nim średnio liczbę N_0 par nośników ładunku w postaci elektronów odrywanych od atomów gazu przez daną cząstkę oraz jonów dodatnich tego gazu. Proces ten nazywamy *jonizacją pierwotną*. Dla uproszczenia takie pary nośników ładunku o przeciwnych znakach (jon dodatni + elektron) nazywa się umownie „parą jonów”. Wspomniana średnia liczba

* Opracowali: Bohdan Dziunikowski, Bogusław Bednarek

N_0 wytwarzanych w ten sposób par jonów zależy od energii traconej (deponowanej) przez cząstkę jonizującą w objętości czynnej detektora. Liczbę tę można określić wzorem:

$$N_0 = \frac{\Delta E}{W}, \quad (5.1)$$

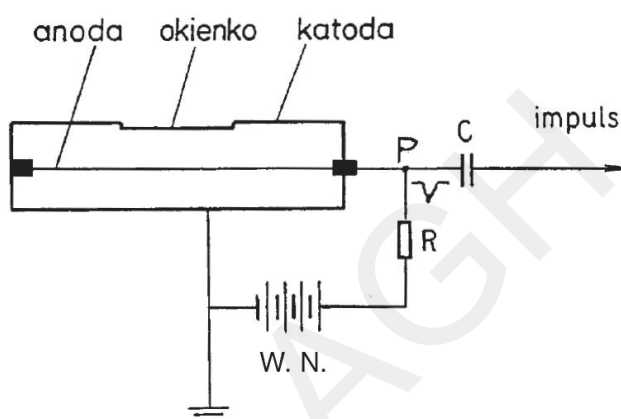
gdzie:

ΔE – część energii cząstki jonizującej deponowana w objętości czynnej detektora,

W – średnia wartość energii potrzebnej do wytworzenia jednej pary jonów w danym gazie.

Dla gazów szlachetnych stosowanych zwykle w takich detektorach wartość energii W wynosi około 25 eV na jedną parę jonów.

Detektory gazowe mają najczęściej postać kondensatora cylindrycznego. Elektrode wewnętrzną (anodę), zwaną elektrodą zbiorczą, tworzy cienki drut napięty na izolatorach w osi komory. Elektrode zewnętrzną (katodę) stanowią ścianki komory będące równocześnie częścią jej obudowy (rys. 5.1). Elektroda ta znajduje się zwykle na potencjale zerowym Ziemi, a wysoki potencjał dodatni zasilający detektor jest podawany na drut anody przez opór roboczy R .



Rys. 5.1. Ogólny schemat układu detektora gazowego

Impulsy napięciowe generowane w takim układzie, w postaci spadku potencjału w punkcie P obwodu, są ujemne. Z kolei impulsy te są przenoszone przez pojemność sprzęgającą C do układu elektronicznego, gdzie następuje ich wzmacnianie i dalsze formowanie. Zadaniem kondensatora C jest oddzielenie wysokiego napięcia zasilającego detektor od wejścia układu wzmacniacza.

Ze względu na mały zasięg cząstek jonizujących w materii istotnym problemem konstrukcyjnym gazowych detektorów tych cząstek jest zapewnienie ich przenikania do objętości czynnej detektora. Pod tym względem można wyróżnić:

- detektory cienkościenne stosowane głównie do detekcji cząstek beta,
- detektory okienkowe umożliwiające detekcję również cząstek alfa oraz fotonów X o małych energiach.

Katodę detektorów cienkościennych stanowi przeważnie blacha aluminiowa o grubości około 0,1 mm, przez którą mogą przenikać cząstki beta (elektrony) o dostatecznie dużej energii (patrz rys. 2.6). Wadą takich detektorów jest mała wytrzymałość mechaniczna tak cienkiej obudowy o stosunkowo dużej powierzchni.

W detektorach okienkowych rejestrowane cząstki przenikają do objętości czynnej przez okienko wykonane najczęściej z miki o masie powierzchniowej 1–2 mg/cm². Takie okienko może być wmontowane w poboczną katodę (okienko boczne) lub jej podstawę (okienko czołowe).

Podstawą klasyfikacji detektorów gazowych jest mechanizm zachodzących w nich procesów prowadzących do wytworzenia końcowej liczby N par jonów zbieranych na elektrodach. W licznikach proporcjonalnych i Geigera-Müllera, oprócz *jonizacji pierwotnej*, istotne znaczenie ma także *jonizacja wtórna* o charakterze lawinowym oraz wzbudzenie atomów gazu prowadzące do gwałtownego wzrostu wspomnianej liczby N par jonów. Jonizacja wtórna i wzbudzenie atomów następują przy dostatecznie dużym natężeniu pola elektrycznego E i odpowiednim ciśnieniu i składzie chemicznym gazu.

W detektorach o geometrii cylindrycznej natężenie E pola, w funkcji odległości r od anody, można wyrazić wzorem

$$E(r) = \frac{U}{r \ln \frac{b}{a}}, \quad (5.2)$$

gdzie:

- U – napięcie zasilania detektora (różnica potencjałów między elektrodami),
- a – promień drutu anodowego,
- b – promień wewnętrzny katody.

Czynnikiem wywołującym jonizację wtórną gazu są głównie elektrony uwalniane z atomów dzięki jonizacji pierwotnej. Elektrony te podlegając działaniu siły $F = eE$ ze strony pola elektrycznego o natężeniu E , ulegają przyspieszaniu na swojej drodze swobodnej do energii, która może już wystarczać do jonizacji następnych atomów. Dzięki tej jonizacji wtórnej liczba par jonów w gazie licznika zwiększa się lawinowo.

Proces ten nazywamy *wzmocnieniem gazowym*. Ilościową miarą tego rodzaju wzmocnienia jest *współczynnik wzmocnienia gazowego* M zdefiniowany wzorem

$$M \stackrel{\text{def}}{=} \frac{N}{N_0}, \quad (5.3)$$

gdzie:

- N – całkowita liczba par nośników ładunku zbieranych na elektrodach,
- N_0 – liczba par nośników wytworzonych w procesie jonizacji pierwotnej określona wzorem (5.1).

W miarę zwiększania natężenia pola elektrycznego E elektrony uwalniane z atomów mogą być przyspieszane do energii wystarczającej już nie tylko do jonizacji wtórnej, lecz także do wzbudzenia atomów na ich wewnętrznych powłokach (wybijania elektronów z tych powłok). Atomy wzbudzone, powracając do stanów podstawowych emitują fotony ultrafioletu (UV). Z kolei fotony te mogą ulegać absorpcji fotoelektrycznej w atomach gazu lub w ściankach katody, wybijając z nich fotoelektrony, które mogą jonizować następne atomy. W wyniku tych różnych, powiązanych ze sobą zjawisk, liczba N nośników ładunku zbieranych na elektrodach może się zwiększać gwałtownie. Zależność tej liczby od napięcia między elektrodami przedstawiono na rys. 5.2.

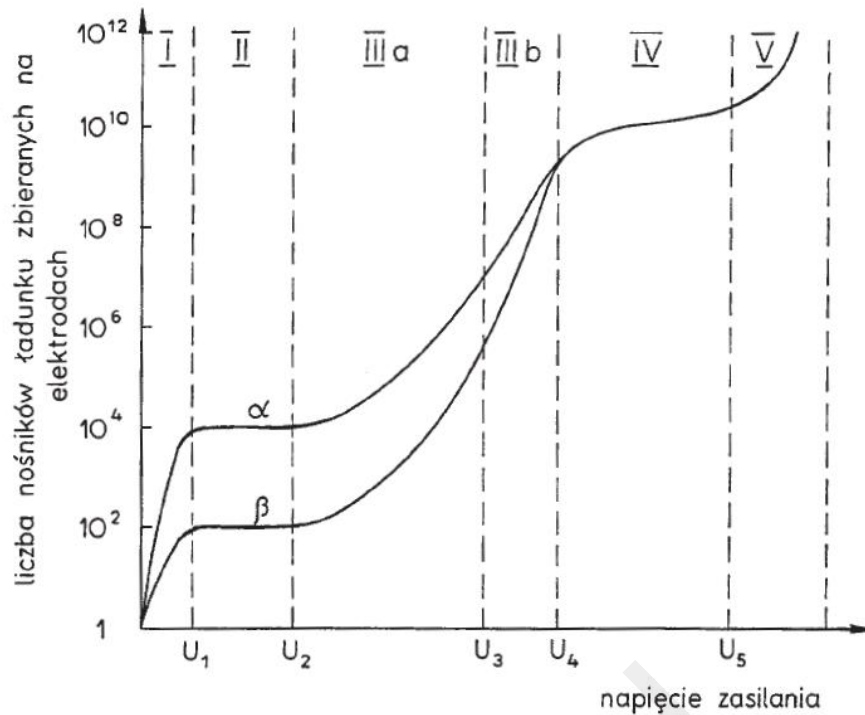
Jak widać z rys. 5.2. liczba nośników ładunku (par jonów) zbieranych na elektrodach różni się znacznie (skala logarytmiczna) w zależności od napięcia. Zwróćmy też uwagę, że powyżej pewnej wartości U_4 tego napięcia krzywe dotyczące detekcji cząstek alfa i beta tworzą już jedną krzywą wspólną. Oznacza to, że w tym zakresie napięcia procesy wtórne w liczniku przebiegają niezależnie od jonizacji pierwotnej zapoczątkowującej te procesy; wzmocnienie gazowe staje się niezależne od rodzaju i energii rejestrowanego promieniowania.

Przejdźmy do bardziej szczegółowego opisu tych zjawisk i procesów zachodzących w gazie w poszczególnych zakresach napięcia między elektrodami.

I. Zakres rekombinacji. W zakresie napięcia od zera do U_1 część elektronów i jonów dodatnich wytwarzanych w gazie przez cząstkę jonizującą może ulegać rekombinacji, zanim zdążą one dotrzeć do elektrod. Jednakże w miarę zwiększania napięcia, a tym samym natężenia pola E , zwiększa się średnia prędkość dryfu przyspieszanych jonów i elektronów. Skraca się więc czas, w ciągu którego mogą one rekombinować. Dzięki temu zwiększa się liczba N nośników ładunków docierających do elektrod. Stąd natężenie prądu jonizacyjnego zwiększa się wraz z napięciem.

II. Zakres komory jonizacyjnej. W zakresie napięcia $U_1 - U_2$ wszystkie nośniki ładunku, wytworzone w gazie w wyniku jonizacji pierwotnej, docierają już do elektrod. Jest to tak zwany stan nasycenia, w którym współczynnik wzmocnienia gazowego $M = 1$. W takich warunkach liczba jonów i elektronów zbieranych na elektrodach zależy głównie od przekroju czynnego na jonizację danego gazu przez wpadające do niego cząstki, a także od ciśnienia gazu i rozmiarów detektora. Taki detektor nazywamy *komorą jonizacyjną*. Zauważmy też, że liczba par jonów wytwarzanych w gazie przez cząstki alfa jest około dwa rzędy wielkości większa w porównaniu z liczbą takich nośników ładunku wytwarzanych w tym samym gazie przez cząstki beta.

Wskutek tego, że nie występuje wzmocnienie gazowe, liczba N_0 par jonów, czyli całkowity ładunek Q_0 zbierany na elektrodach komory jonizacyjnej jest stosunkowo mały. Oznacza to odpowiednio małe spadki potencjału ΔU , czyli małe amplitudy U_0 impulsów napięcia na oporze anodowym. Wielkości te powiązane są ze sobą zależnościami



Rys. 5.2. Zakresy napięcia w gazowych detektorach jonizacyjnych: I – zakres rekombinacji; II – zakres komory jonizacyjnej; III a – zakres proporcjonalności; III b – zakres ograniczonej proporcjonalności; IV – zakres geigerowski; V – zakres wyładowania ciągłego

$$U_0 = \frac{Q_0}{C_d} = \frac{N_0 e}{C_d} = \frac{e}{WC_d} \Delta E, \quad (5.4)$$

gdzie:

C_d – pojemność detektora (kondensatora cylindrycznego); nie należy jej mylić z pojemnością C kondensatora separującego wysokie napięcie od wejścia wzmacniacza impulsów (rys.5.1),
 e – ładunek elementarny o wartości $1,602 \cdot 10^{-19}$ C,
 pozostałe oznaczenia jak we wzorach (5.1) i (5.3).

Mierzone amplitudy impulsów napięcia nie przekraczają zwykle kilku miliwoltów. Z tego względu komory jonizacyjne wykorzystuje się w praktyce przeważnie w układach prądowych do detekcji cząstek silnie jonizujących, takich jak protony, cząstki alfa lub fragmenty rozszczepień jąder ciężkich.

III a. Zakres licznika proporcjonalnego. W zakresie napięcia $U_2 - U_3$ elektrony uwalniane z atomów gazu wskutek jonizacji pierwotnej mogą być przyspieszane polem E do energii wystarczającej do jonizacji kolejnych atomów gazu. Dzięki takiej wtórnej jonizacji zderzeniowej, zwanej *jonizacją Townsenda*, następuje w gazie lawinowy wzrost liczby par jonów, to znaczy występuje wzmocnienie gazowe. Wartości współczynnika M takiego wzmocnienia (wzór 5.3) zawierają się zwykle w granicach $10^2 - 10^6$.

Jeśli między poszczególnymi lawinami jonów nie występują żadne wzajemne oddziaływania, to współczynnik wzmocnienia gazowego ma wartość stałą niezależną od jonizacji pierwotnej; zależy on wtedy jedynie od napięcia zasilania detektora. W tych warunkach ładunek Q zbierany na elektrodach jest proporcjonalny do energii ΔE deponowanej w gazie licznika przez cząstkę jonizującą.

Rozpatrując amplitudy impulsów napięciowych, należy rozróżnić amplitudę U_0 napięcia na oporze anodowym w obwodzie licznika oraz amplitudę U_{ow} takiego impulsu na wyjściu układu elektronicznego wzmacniającego i formującego tego rodzaju impulsy. Wartość amplitudy U_{ow} na wyjściu układu można określić wzorem

$$U_{ow} = f(\tau) k \frac{Me}{WC_d} \Delta E, \quad (5.5)$$

gdzie:

$f(\tau)$ – współczynnik zależny od stałej czasowej τ formowania impulsu,

k – współczynnik wzmocnienia wzmacniacza; pozostałe oznaczenia jak wyżej.

Z uwagi na proporcjonalność między amplitudą U_{ow} i energią ΔE deponowaną przez rejestrowaną cząstkę jonizującą w gazie licznika tego rodzaju detektory nazywamy *licznikami proporcjonalnymi*.

W detektorach o geometrii cylindrycznej natężenie pola E jest odwrotnie proporcjonalne do odległości r od anody (wzór 5.2). Przy napięciu zasilania około 1400 V i typowych rozmiarach licznika ($2b = 30\text{mm}$, $2a = 0,1\text{mm}$) wartość E przy ściankach katody wynosi około $1,5 \cdot 10^4$ V/m, natomiast w pobliżu drutu anody dochodzi do $5 \cdot 10^6$ V/m. W rezultacie wyładowania elektryczne, powodujące lawinowe mnożenie liczby par jonów, zachodzą tylko w najbliższym sąsiedztwie anody. Obszar ten nazywamy strefą mnożenia lawinowego lub strefą wzmocnienia gazowego. Dzięki temu amplitudy impulsów generowanych w liczniku nie zależą praktycznie od miejsca jonizacji pierwotnej w objętości czynnej detektora.

IIIb. Zakres ograniczonej proporcjonalności. W zakresie napięcia $U_3 - U_4$ współczynnik wzmocnienia gazowego M nie jest już stały, lecz coraz silniej zależy od liczby N_0 par jonów z jonizacji pierwotnej. Liczba docierających do anody lawin elektronowych jest większa od liczby elektronów uwalnianych w wyniku jonizacji pierwotnej. W związku z tym coraz bardziej zaciera się różnica między amplitudami impulsów generowanych przez różne liczby jonów pierwotnych.

IV. Zakres geigerowski. W zakresie napięcia $U_4 - U_5$ następuje coraz szybszy wzrost liczby jonów i elektronów w gazie licznika. W tak silnym polu elektrycznym atomy gazu ulegają nie tylko jonizacji, lecz także wzbudzeniom. Wzbudzone atomy, powracając do stanu podstawowego mogą emitować fotony ultrafioletu (UV). Z kolei fotony te są absorbowane (absorpcja fotoelektryczna) głównie w ściankach katody, ale także w gazie wypełniającym licznik. Wyzwalane w ten sposób dodatkowe fotoelektrony mogą dawać początek nowym lawinom wtórnym. Lawiny wtórne od fotoelektronów wyzwalanych z atomów gazu pojawiają się w bardzo krótkim odstępie czasu, rzędu $10^{-9} - 10^{-8}\text{s}$, po lawinie pierwotnej. Dzięki temu przyczyniają się one do zwiększenia współczynnika wzmocnienia gazowego. Jeśli absorpcja fotonów UV następuje w ściankach katody, to wybijane z niej fotoelektrony muszą najpierw dotrzeć do strefy mnożenia lawinowego przy anodzie, pokonując najpierw obszar dryfu. W związku z tym opóźnienie lawin wtórnych względem lawiny pierwotnej wydłuża się do około 10^{-6}s . Jest to jednak nadal odstęp czasu na tyle krótki, że tworzące się po tym czasie lawiny wtórne też nie są rozróżnialne od lawin pierwotnych. W rezultacie wszystkie lawiny wtórne wywoływane przez fotoelektrony wyzwalane zarówno z atomów gazu, jak i katody powodują gwałtowny wzrost współczynnika wzmocnienia gazowego. Doświadczalne rozróżnienie niektórych lawin wtórnych od lawin pierwotnych staje się możliwe dopiero przy użyciu nowoczesnej szybkiej elektroniki.

Liczba fotonów UV przypadająca na jeden atom gazu ulegający jonizacji pierwotnej zwiększa się szybko w miarę wzrostu napięcia zasilania licznika. Po przekroczeniu określonego napięcia zwanego *progiem geigerowskim*, każda z lawin wtórnych może już generować lawiny następne. Powstaje więc kaskada lawin, a obszar takich wielokrotnych wyładowań lawinowych rozciąga się na całą długość anody.

Dzięki tym procesom wtórnym, zachodzącym z udziałem fotonów UV, następuje silne wzmocnienie gazowe niezależne od jonizacji pierwotnej. Wyładowanie nabiera charakteru wyładowania samoistnego; jony pierwotne stanowią jedynie bodziec do jego zapoczątkowania. Tego rodzaju wyładowanie może zostać przerwane dopiero wtedy, kiedy ładunek przestrzenny jonów dodatnich, gromadzących się wzdłuż drutu anody, zacznie ją ekranować w stopniu uniemożliwiającym rozwój kolejnych lawin.

Wskutek opisanych wyżej zjawisk liczba N jonów dodatnich i elektronów zbieranych na elektrodach, a tym samym amplituda U_0 generowanych impulsów napięcia, stają się niezależne od jonizacji pierwotnej, to znaczy od rodzaju i energii cząstki jonizującej wpadającej do objętości czynnej licznika. Zrozumieliśmy więc fakt pokrywania się krzywych dla cząstek alfa i beta na rys. 5.2 w zakresie napięcia $U_4 - U_5$. Amplituda impulsów zależy tutaj jedynie od długości anody (rozmiarów licznika) i parametrów elektrycznych obwodu detektora. Wartości tych amplitud mogą wynosić kilka woltów, dzięki czemu takie impulsy nie wymagają już dalszego wzmacniania elektronicznego. Tego rodzaju detektory nazywamy *licznikami Geigera-Müllera* (G-M).

Emisja fotonów UV powodująca w liczniku silne wzmocnienie gazowe (dużą liczbę par jonów w pojedynczym impulsie) jest tylko jednym z elementów mechanizmu działania licznika G-M. Od tego zjawiska zależy jedynie amplituda impulsów generowanych w liczniku.

Inne zjawiska zachodzące w liczniku G-M, w wyniku których pojawiają się impulsy dodatkowe, zostaną opisane w p. 5.2.2.

V. Zakres wyładowania ciągłego. Przy napięciach większych od U_5 , to znaczy powyżej zakresu geigerowskiego, wyładowanie raz zapoczątkowane nie zanika. Dlatego nazywamy go wyładowaniem ciągłym. Takie

wyładowanie uniemożliwia zliczanie poszczególnych impulsów i może doprowadzić do zniszczenia licznika. Z tego względu przy stosowaniu liczników G-M należy zwracać szczególną uwagę na to, aby nie przekroczyć zakresu plateau (patrz p. 5.2.3).

5.2.2 Impulsy fałszywe i sposoby ich gaszenia w licznikach proporcjonalnych i Geigera-Müllera

Atomy i cząsteczki gazu wzbudzone w procesie wyładowania lawinowego powracają do swoich stanów podstawowych zwykle po czasie około 10^{-8} s, emitując przy tym fotony UV. Fotony te mogą wyzwać kolejne fotoelektrony zarówno w gazie licznika, jak i w ścianie katody. Fotony UV absorbowane w gazie mają istotny wpływ na zwiększenie współczynnika wzmocnienia gazowego M , a tym samym na wzrost amplitudy U_0 pojedynczych impulsów (patrz p. 5.2.1 – zakres IV).

Zwróćmy jednak uwagę na to, że atomy gazu mogą być wzbudzone również do tak zwanych stanów metatrwałych o średnim czasie życia dochodzącym nawet do około 10^{-4} s. Fotony UV emitowane przez tak wzbudzone atomy mogą wybijać następne fotoelektrony, głównie z powierzchni katody. Prawdopodobieństwo uwalniania fotoelektronów z atomów gazu jest znacznie mniejsze.

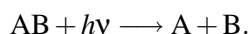
Ponieważ czas trwania impulsu prądowego w przeciętnym detektorze (rzędu 10^{-3} s) jest porównywalny z czasem życia stanów metatrwałych, stąd lawiny wtórne wywoływane przez wspomniane fotoelektrony związane genetycznie z tymi stanami metatrwałymi są łatwo odróżnialne w czasie od lawin pierwotnych. Pojawia się więc nowa generacja lawin opóźnionych tworzących tak zwane *impulsy fałszywe*.

Innym źródłem impulsów fałszywych mogą być także elektrony wybijane z powierzchni katody przez bombardującą ją dodatnie jony gazu. Powstające w ten sposób dodatkowe impulsy są opóźnione względem impulsów pierwotnych o czas rzędu nawet 10^{-3} s potrzebny na przebycie przez jony drogi od anody, w pobliżu której powstały, do katody. Zauważmy, że impuls prądu generowany w liczniku kończy się dopiero wtedy, kiedy wszystkie jony dodatnie, mniej ruchliwe od elektronów, dotrą do katody.

Liczba pojawiających się impulsów fałszywych zwiększa się w miarę zwiększania napięcia pracy licznika. Oznacza to wzrost z napięciem również rejestrowanej częstości zliczeń impulsów, stanowiącej mierzony sygnał wyjściowy układu. Jak widać, impulsy fałszywe powodują zniekształcenie (zakłócenie) takich sygnałów pomiarowych.

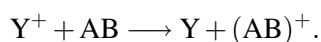
Aby ograniczyć wpływ opisanych efektów wtórnych na pracę liczników, do gazu głównego dodaje się domieszki *czynnika gaszącego*. Mogą to być pary wieloatomowych związków organicznych, na przykład alkoholu, metanu lub izopentanu (*pary gaszące*), lub też dwuatomowe związki chlorowcowe, na przykład Cl_2 lub Br_2 (liczniki chlorowcowe).

Zadaniem organicznych par gaszących jest absorbowanie fotonów UV. Taki foton, oddziałując z cząsteczką związku organicznego, oddaje jej swoją energię $h\nu$, powodując przejście cząsteczki do wyższych kwantowych stanów oscylacyjnych. Oznacza to wzrost energii drgań (oscylacji) atomów w takiej cząsteczce. Drgania te mogą doprowadzać do rozrywania wiązań chemicznych między poszczególnymi atomami lub grupami atomów. W rezultacie cząsteczka AB rozpada się na oddzielne fragmenty. Zjawisko to zwane *fotodysocjacją* przebiega więc według schematu



Dzięki takiej absorpcji fotonów UV przez cząsteczki par gaszących zmniejsza się liczba opóźnionych lawin wtórnych od fotoelektronów wyzwalanych przez fotony UV w gazie i z powierzchni katody. Prowadzi to więc do „gaszenia” czyli eliminowania opóźnionych impulsów fałszywych.

Równocześnie z fotodysocjacją cząsteczek „czynnika gaszącego” zachodzi jeszcze inne zjawisko. Polega ono na tym, że dodatnie jony gazu szlachetnego Y^+ , w zderzeniach z wieloatomowymi cząsteczkami organicznymi AB, przejmują od nich elektrony, ulegając w ten sposób neutralizacji według schematu



Jony $(\text{AB})^+$ o stosunkowo dużej masie, a tym samym małej ruchliwości, nie mogą już wybijać elektronów z powierzchni katody. W ten sposób zostaje wyeliminowane również drugie źródło impulsów fałszywych.

Jak już wspomniano, w licznikach chlorowcowych (halogenowych) czynnikiem gaszącym impulsy fałszywe są cząsteczki chlorowców, przeważnie chloru (Cl_2) lub bromu (Br_2). Charakteryzują się one stosunkowo

małą energią jonizacji w porównaniu z energią wzbudzenia do stanów metatrwałych atomów Y gazów szlachetnych. Dzięki temu takie wzbudzone atomy Y^* mogą wytracać energię wzbudzenia przez jonizację cząsteczek, na przykład Cl_2 , a nie przez emisję fotonów UV. Tego rodzaju jonizacja związana ze zderzeniami niesprężystymi zachodzi według schematu



Ponadto, fotony UV mogą być także absorbowane przez cząsteczki chlorowców podobnie jak przez cząsteczki organicznych par gaszących.

Obecność w liczniku elektroujemnych gazów chlorowcowych utrudnia też nieco wybijanie elektronów z powierzchni katody. Można to wyjaśnić faktem, że cząsteczki elektroujemne w zetknięciu z katodą przejmują od niej quasi-swobodne elektrony przewodnictwa. Powoduje to powstawanie lokalnych barier potencjału zwiększających chwilowo pracę wyjścia następnych elektronów z powierzchni katody.

Dzięki, między innymi, małej energii jonizacji cząsteczek chlorowców liczniki halogenowe mogą działać już przy napięciu pracy 300 – 600 V. Z tego względu liczniki te są szczególnie użyteczne w różnych przenośnych zestawach pomiarowych zasilanych z baterii.

5.2.3 Charakterystyka licznika Geigera-Müllera

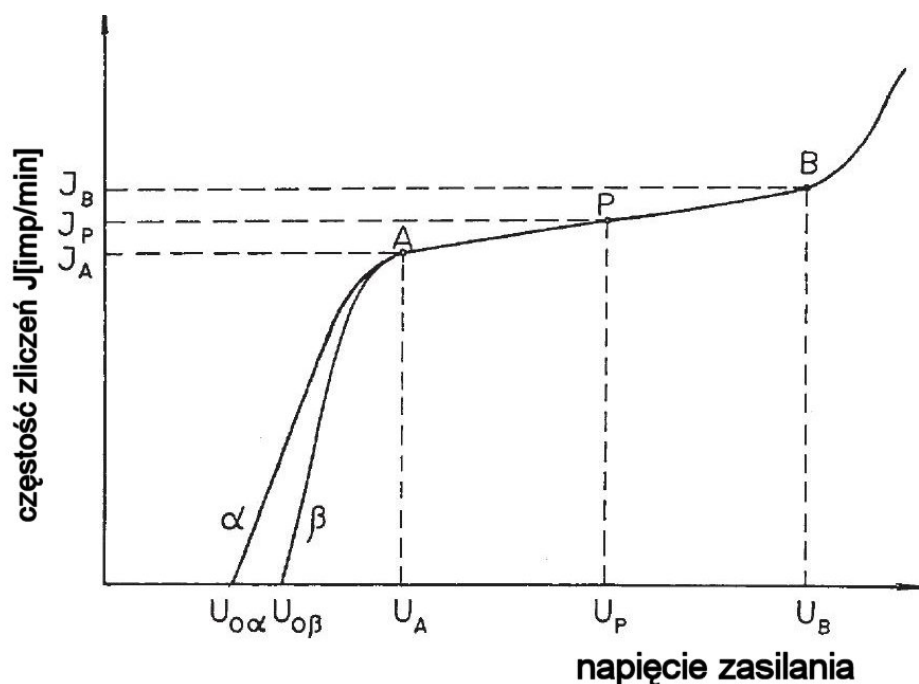
Charakterystyką licznika G-M nazywamy zależność między częstością zliczeń rejestrowanych impulsów i napięciem zasilania licznika, przy stałym strumieniu padających na licznik cząstek i stałym poziomie progu dyskryminacji elektronicznej. Charakterystykę licznika G-M pokazano na rys. 5.3. Prostoliniowy odcinek charakterystyki o niewielkim nachyleniu (A–B), określamy jako *plateau* licznika. Wartość napięcia U_A , wyznaczającą początek plateau, nazywamy *progiem geigerowskim*. Z kolei przez nachylenie plateau rozumie się z definicji względny przyrost częstości zliczeń $(J_B - J_A)/J_A$ przypadający na 100V wzrostu napięcia zasilania w zakresie plateau. Nachylenie plateau wyraża się zwykle w procentach na 100 volt. W dobrych licznikach G-M długość plateau w skali napięcia wynosi około 200 – 300 V, a jego nachylenie nie powinno być większe od około 5% na 100V.

Przyczyną nachylenia plateau są impulsy fałszywe, których mechanizm tworzenia się opisano wyżej.

Nachylenie plateau zwiększa się, a jego długość maleje, z upływem czasu eksploatacji licznika. Przyczyną tego jest zmniejszanie się w liczniku zawartości par gaszących wskutek fotodysocjacji ich cząsteczek. Jest to jeden z objawów starzenia się takich liczników (patrz p.6.3.2).

Zwróćmy jeszcze uwagę na napięcia progowe $U_{o\alpha}$ i $U_{o\beta}$. Dopiero przy takich napięciach zasilania licznika na wyjściu układu zaczynają pojawiać się impulsy generowane w detektorze przez określone cząstki (alfa, beta itp.). Takich napięć progowych nie należy mylić z progiem geigerowskim U_A , od którego zaczyna się plateau licznika G-M. Aby wyjaśnić sens fizyczny napięć progowych $U_{o\alpha}$ i $U_{o\beta}$, przypomnijmy, że impuls napięciowy z dowolnego detektora może zostać zarejestrowany tylko wtedy, kiedy amplituda U_0 tego impulsu jest większa od określonego progu dyskryminacji elektronicznej (aparaturowej) danego układu pomiarowego. Amplitudy U_0 impulsów zależą bezpośrednio od liczby N nośników ładunku zbieranych na elektrodach. Z kolei liczba ta zależy od przyłożonego napięcia (rys. 5.2). Po przekroczeniu pewnej wartości tego napięcia wytwarzany w liczniku przez daną cząstkę ładunek osiąga wartość progową Q_0 , przy której amplituda U_0 impulsów staje się już większa od progu dyskryminacji U_d aparatury elektronicznej. Jeśli zamiast cząstek alfa rejestrujemy słabiej jonizujące cząstki beta, to dla wytworzenia ładunku o wspomnianej wartości progowej Q_0 konieczne jest odpowiednio większe napięcie zasilania $U_{o\alpha} > U_{o\beta}$ (patrz rys. 5.3).

Przy zwiększeniu napięcia powyżej wartości progowej $U_{o\beta}$ następuje dalszy wzrost ładunku Q zbieranego na elektrodach. Dzięki temu amplitudy coraz większej liczby impulsów spełniają już warunek $U_0 > U_d$. W rezultacie częstość zliczeń tych impulsów szybko się zwiększa. Po przekroczeniu progu geigerowskiego U_A amplitudy impulsów stają się jednakowe (patrz rys. 5.2), to znaczy niezależne od energii cząstki jonizującej ΔE deponowanej w objętości czynnej licznika. Ponieważ amplitudy wszystkich impulsów są już większe od progu dyskryminacji U_d , stąd dalsze zwiększanie napięcia nie powoduje praktycznie dalszego wyraźnego wzrostu częstości zliczeń (zakres plateau). Gwałtowny wzrost tej częstości następuje dopiero po przekroczeniu napięcia U_B (wyjście poza plateau).



Rys. 5.3. Charakterystyka licznika Geigera-Müllera:

J_A, J_B – częstości zliczeń na początku i na końcu plateau;

J_P – częstość zliczeń przy napięciu pracy U_P licznika;

U_A – próg geigerowski;

$U_{0\alpha}, U_{0\beta}$ – napięcia progowe, przy których na wyjściu układu zaczynają się pojawiać impulsy generowane odpowiednio przez cząstki alfa i beta

Tab. 5.1. Porównanie właściwości różnych detektorów gazowych

Detektor	Mechanizmy wyładowań	Współczynnik wzmacnienia gazowego M	Ładunek Q zbierany na elektrodach
Komora jonizacyjna	Jonizacja pierwotna	1	$Q = k_0 \Delta E$
Licznik proporcjonalny	Jonizacja pierwotna, jonizacja zderzeniowa Townsenda	$10^2 - 10^6$	$Q = k M \Delta E$
Licznik G-M	Jonizacja pierwotna, jonizacja zderzeniowa, wzbudzenie atomów z reemisją fotonów UV, fotolektromy, lawinowe wyładowania wielokrotne rozprzestrzeniające się wzdłuż anody	Nieokreślony	Niezależny od jonizacji pierwotnej, deponowanej energii ΔE , rodzaju cząstki
		k_0, k – wsp. proporcjonalności	

5.2.4 Podsumowanie

Reasumując można stwierdzić, że zasady działania gazowych detektorów cząstek jonizujących opierają się na wykorzystaniu różnych zjawisk fizyki atomowej i cząsteczkowej. Wynikające z tych zjawisk procesy, prowadzące do generowania sygnałów elektrycznych na wyjściu układów detekcyjnych, zależą głównie od napięcia pracy detektora oraz ciśnienia i składu chemicznego gazu wypełniającego jego objętość czynną. Ogólne

porównanie podstawowych właściwości różnych detektorów gazowych przedstawiono w tab. 5.1.

5.3 Gazowe detektory fotonów gamma i X

5.3.1 Specyfika detekcji fotonów gamma i X: problem wydajności detekcji

Cząstka naładowana przelatując przez ośrodek gazowy, może go jonizować stosunkowo silnie w porównaniu z jonizacją powodowaną przez fotony gamma lub X. Wprawdzie fotony mogą też jonizować bezpośrednio atomy gazu, dzięki komptonowskiemu rozpraszaniu na elektronach walencyjnych, jednakże przekrój czynny na to zjawisko jest znikomo mały w porównaniu z przekrojem czynnym na jonizację atomów przez cząstki naładowane. Również mała gęstość gazu i niewielkie rozmiary detektora przyczyniają się do tego, że fotony gamma słabo oddziałują z gazem licznika. Oznacza to, że taki foton może przelecieć przez objętość czynną detektora, nie wytwarzając w nim swobodnych nośników ładunku, a tym samym, nie generując żadnego sygnału elektrycznego. Inaczej mówiąc, wydajność detekcji takiego promieniowania jest bliska zeru.

Wydajność detekcji definiujemy jako stosunek liczby impulsów rejestrowanych w określonym przedziale czasu do liczby cząstek lub fotonów wpadających w tym czasie do objętości czynnej licznika. Jest to tak zwana *wydajność wewnętrzna (właściwa)*. W definicji tej nie uwzględnia się faktu, że niektóre cząstki lub fotony padające na detektor mogą w ogóle nie docierać do jego objętości czynnej wskutek absorpcji ich energii w obudowie (katodzie) lub okienku licznika. Oznacza to dyskryminację fizyczną pewnej części energii badanego promieniowania.

Wydajność detekcji fotonów gamma i X wiąże się z prawdopodobieństwem przetwarzania ich energii na energię kinetyczną cząstek jonizujących w objętości czynnej detektora. Dopiero te cząstki jonizując gaz w liczniku, generują impulsy elektryczne dzięki procesom opisanym w p. 5.2.

W praktyce takimi cząstkami jonizującymi umożliwiającymi detekcję i spektrometrię promieniowania gamma i X są fotoelektrony uwalniane z atomów gazu lub katody. Istotny udział w jonizacji gazu licznika mają też elektrony Augera emitowane przez wzbudzone atomy.

Przypomnijmy, że przekrój czynny na absorpcję fotoelektryczną fotonów gamma i X zależy silnie od liczby atomowej Z absorbentu i energii absorbowanych fotonów (patrz p. 3.1.6). Stwarza to pewne możliwości zwiększania wydajności detekcji promieniowania gamma i X przez odpowiedni dobór gazu lub katody licznika, w zależności od zakresu energii rejestrowanych fotonów. Dokładniej wyjaśnimy to niżej.

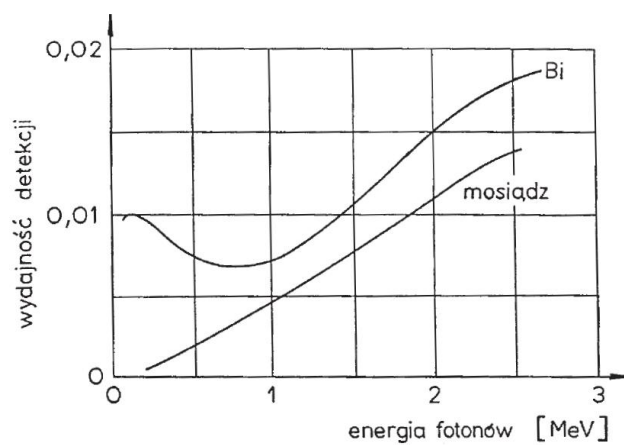
5.3.2 Detekcja fotonów za pomocą liczników Geigera-Müllera

Fotony o energiach w zakresie około 10 – 100 keV mogą być absorbowane ze stosunkowo dużym przekrojem czynnym zarówno w gazie licznika, jak i w katodzie. Natomiast dla fotonów o energiach rzędu megaelektronowoltów gaz w liczniku staje się już ośrodkiem prawie przezroczystym. Absorpcja fotonów o takich energiach może następować głównie w ściankach katody. Przez odpowiedni dobór materiału i grubości katody można nieco zwiększać prawdopodobieństwo „wybijania” z niej fotoelektronów, a tym samym wydajność detekcji rejestrowanych fotonów. Na przykład do detekcji fotonów o energiach w zakresie około 100–400 keV można stosować liczniki z katodą wolframową ($Z = 74$) lub bizmutową ($Z = 83$) w postaci cienkiej folii pokrywającej wewnętrzną powierzchnię obudowy licznika, którą może być na przykład rura szklana. Takie folie z metali ciężkich są stosunkowo wydajnymi źródłami fotoelektronów. Jednakże w praktyce do detekcji fotonów, zwłaszcza o energiach większych od około 0,5 MeV, stosuje się zwykle liczniki G-M z katodą miedzianą o grubości około 1 mm ze względu na wytrzymałość mechaniczną takiej katody.

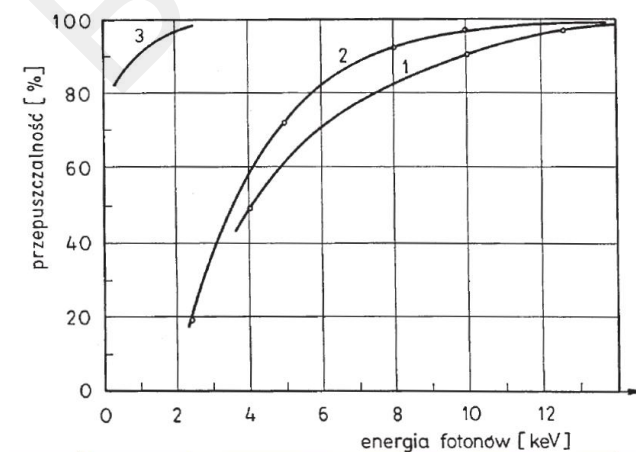
Wydajność detekcji dla liczników G-M z katodą miedzianą i bizmutową, w zależności od energii rejestrowanych fotonów przedstawiono na rys. 5.4.

5.3.3 Detekcja fotonów za pomocą gazowych liczników proporcjonalnych

W licznikach proporcjonalnych, stosowanych do detekcji promieniowania X, absorpcja fotonów zachodzi głównie w gazie licznika. Fotony wpadają do jego objętości czynnej przez cienkie okienko z miki, berylu lub różnych tworzyw sztucznych. Przepuszczalność takich okienek dla fotonów X, w zależności od ich energii do około 14 keV, pokazano na rys. 5.5.



Rys. 5.4. Wydajności detekcji dla liczników Geigera-Müllera z katodą bizmutową i mosiężną, w zależności od energii rejestrowanych fotonów



Rys. 5.5. Przepuszczalność różnych okienek w zależności od energii fotonów X; 1 – mika 3 mg /cm²; 2 – beryl 0,3 mm; 3 – polipropylen 1 μm

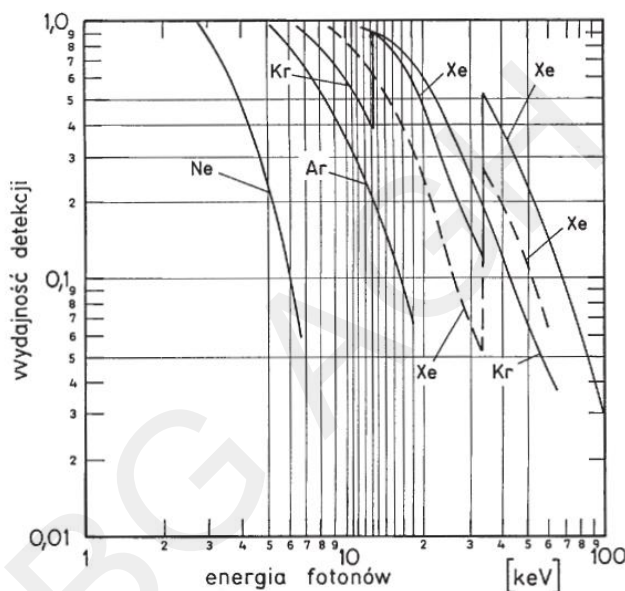
W wyniku absorpcji fotonu przez atom gazu następuje emisja fotoelektronu, natomiast wzbudzony w ten sposób atom reemituje energię wzbudzenia w postaci elektronu Augera lub fotonu charakterystycznego fluorescencyjnego promieniowania X (patrz p.3.3.2). Fotoelektrony i elektrony Augera mogą jonizować pewną liczbę atomów gazu, zależnie od energii tych cząstek. Przypomnijmy, że energia fotoelektronu zależy od energii $h\nu_0$ fotonu zaabsorbowanego na określonej powłoce elektronowej w danym atomie. Z kolei energia elektronu Augera zależy od poziomu wzbudzenia i liczby atomowej wzbudzonego atomu. Natomiast od energii cząstek jonizujących deponowanej w gazie licznika zależy, jak już wiemy, liczba N_0 par jonów wytwarzanych w tym gazie, a tym samym amplituda U_0 generowanych impulsów napięcia.

A zatem mamy tu ciąg proporcjonalności

$$h\nu_0 \sim \Delta E \sim N_0 \sim N \sim Q_0 \sim U_0. \quad (5.6)$$

Zauważmy jeszcze, że prawdopodobieństwo zaabsorbowania fotonu gamma lub X w gazie, czyli wydajność detekcji danego promieniowania, zależy nie tylko od liczby atomowej Z tego gazu (patrz wzór 3.6 w p. 3.1.6), lecz także od jego ciśnienia, czyli liczby atomów przypadających na jednostkową objętość gazu.

Wydajność detekcji liczników proporcjonalnych o różnym wypełnieniu, w zależności od energii rejestrowanych fotonów, przedstawiono na rys. 5.6.



Rys. 5.6. Wydajności detekcji liczników proporcjonalnych: neonowego, argonowego, kryptonowego i ksenonowego, w zależności od energii rejestrowanych fotonów: krzywe ciągłe dotyczą liczników z gazem o ciśnieniu 10^5 Pa (około 1 atm); krzywa przerywana – dotyczy licznika ksenonowego o ciśnieniu $0,5 \cdot 10^5$ Pa (około 0,5 atm)

5.3.4 Piki ucieczki

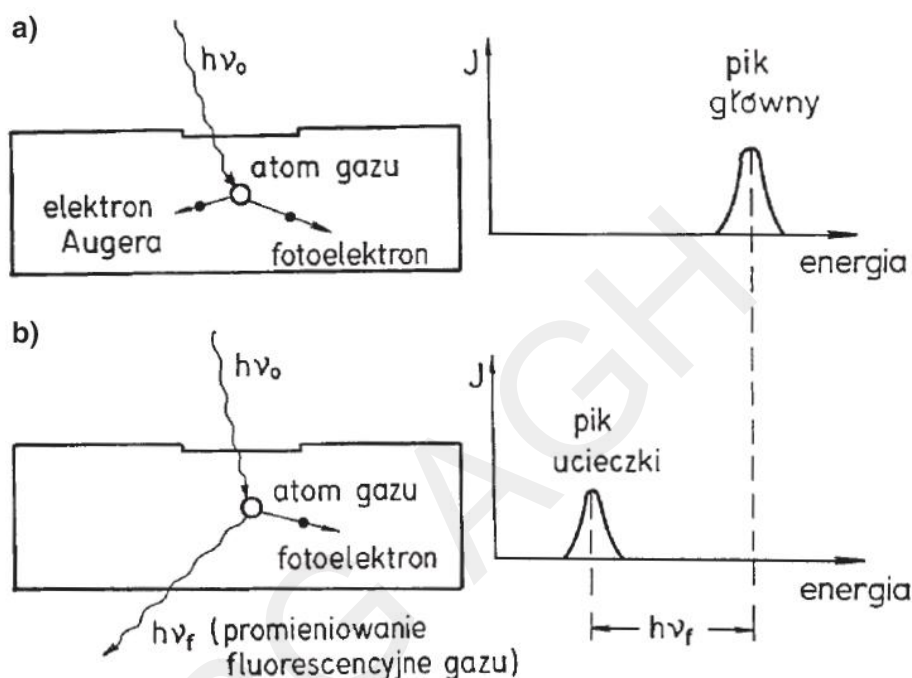
Przypomnijmy, że w wyniku oddziaływania fotonów gamma lub X z gazem licznika mogą w nim zachodzić następujące zjawiska:

- 1) absorpcja fotoelektryczna fotonu z reemisją fotoelektronu i elektronu Augera,
- 2) absorpcja fotoelektryczna fotonu z reemisją fotoelektronu i fotonu charakterystycznego fluorescencyjnego promieniowania X wzbudzonego atomu,
- 3) wielokrotne rozpraszanie komptonowskie fotonów na elektronach walencyjnych, w wyniku czego pojawiają się w gazie elektrony odrzutu i fotony rozproszone. Fotony te o różnych energiach mogą być także absorbowane przez atomy gazu, wyzwalając z nich następną emisję fotoelektronów.

W wyniku tych różnych zjawisk w widmie energii rejestrowanych fotonów na wyjściu układu detekcyjnego pojawiają się:

- *pik główny*,
- *pik ucieczki (escape peak)*,
- *ciągłe tło komptonowskie*.

Widmo energii cząstek jonizujących lub fotonów otrzymujemy dzięki pomiarom amplitud U_{ow} impulsów napięciowych na wyjściu układu. Odwzorowanie takiego widma amplitudowego w widmo energii opiera się na wyjaśnionej wyżej proporcjonalności między energią ΔE deponowaną w liczniku i amplitudą U_0 impulsu napięcia generowanego kosztem tej właśnie energii. Jednoznaczna zależność między energią $h\nu_0$ rejestrowanego fotonu i amplitudą impulsu zachodzi jednak tylko wtedy, kiedy atom gazu po zaabsorbowaniu fotonu reemituje fotoelektron i elektron Augera, przy czym cała energia kinetyczna tych cząstek zostaje zdeponowana w gazie licznika. W widmie energii na wyjściu układu występuje wtedy jeden *pik główny* jak na rys. 5.7a).

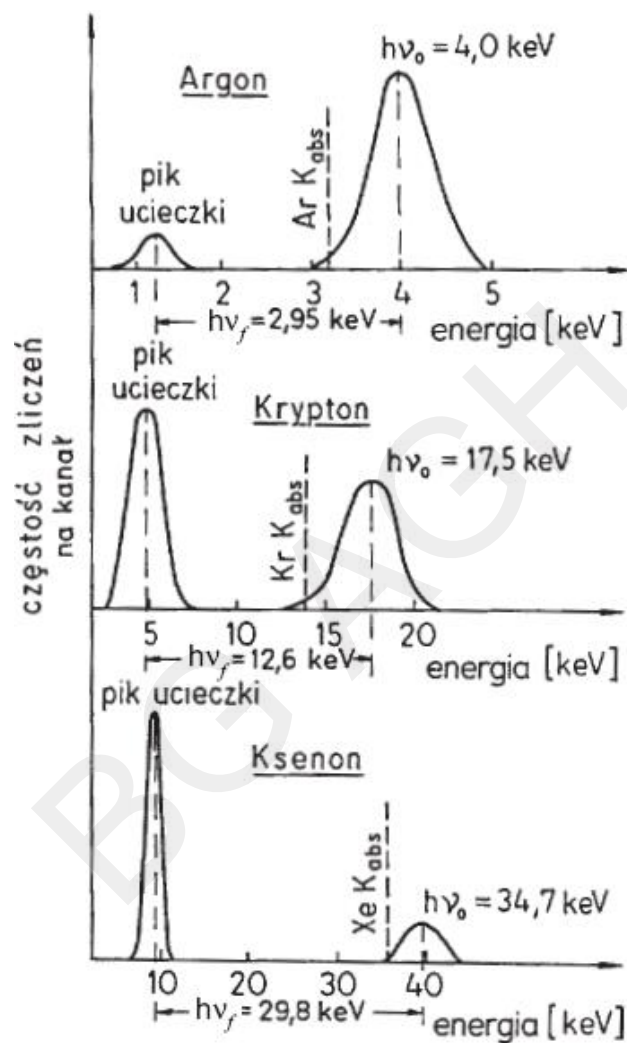


Rys. 5.7. Ilustracja tworzenia się pików głównego (a) i piku ucieczki (b) w liczniku proporcjonalnym:
J – częstość zliczeń impulsów w poszczególnych wąskich kanałach analizatora

Jeśli jednak zamiast elektronu Augera wzbudzony atom emituje foton promieniowania fluorescencyjnego (rys. 5.7b), to taki foton X może „ucieć” z licznika, nie ulegając absorpcji w gazie, który jest praktycznie przezroczysty dla własnego promieniowania charakterystycznego. Oznacza to, że w objętości czynnej licznika zostaje wtedy zdeponowana tylko energia fotoelektronu. Stąd, amplituda impulsu napięcia będzie proporcjonalna tylko do tej energii. Tworzący się w ten sposób *pik ucieczki* w widmie energii jest przesunięty w stosunku do piku głównego o wartość energii $h\nu_f$ fotonu charakterystycznego promieniowania X gazu głównego wypełniającego licznik.

Piki ucieczki pojawiają się wtedy, kiedy energia $h\nu_0$ rejestrowanych fotonów przewyższa nieco krawędź absorpcji fotoelektrycznej K_{abs} lub L_{abs} atomów gazu licznika. Wartości tych krawędzi dla atomów gazów szlachetnych stosowanych w licznikach proporcjonalnych zawiera tab. 5.2. Podano w niej również wartości wydajności fluorescencji ω atomów tych gazów (patrz p. 3.3.3) oraz energie fotonów ich charakterystycznego promieniowania X (linie K_α i L_α). Od wydajności fluorescencji ω zależy stosunek wysokości piku głównego do piku ucieczki, co pokazano przykładowo na rys. 5.8.

Zwróćmy jeszcze uwagę na fakt, że rejestrując impulsy z licznika tylko w zakresie piku głównego lub piku ucieczki, nie potrafimy określić całkowitej wydajności detekcji licznika dla danego promieniowania. Jednoznaczna informacja o tej wydajności można uzyskać tylko w wyniku pomiarów częstości zliczeń impulsów w całym zakresie ich widma obejmującego oba wspomniane piki. Należy więc rozróżniać wydajność detekcji całkowitą, w piku głównym i w piku ucieczki.



Rys. 5.8. Ilustracja stosunków wysokości pików głównego do pików ucieczki linii K_α w licznikach proporcjonalnych napełnionych argonem, kryptonem lub ksenonem jako gazem głównym, w przypadku detekcji fotonów o energiach $h\nu_0$ równych odpowiednio 4,0; 17,5 i 34,7 keV

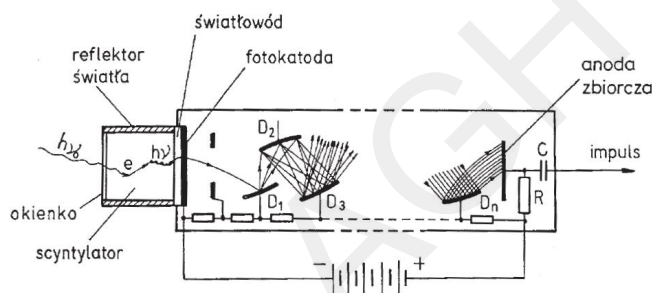
Tab. 5.2. Krawędzie absorpcji fotoelektrycznej, energie linii widmowych charakterystycznego promieniowania X i wydajności fluorescencji na poziomach K i L atomów gazów szlachetnych

Gaz	Z	K_{abs} [keV]	K_{α} [keV]	ω_K	L_{Iabs} [keV]	L_{α} [keV]	ω_L
Neon	10	0,87	0,85	0,008	0,048	–	–
Argon	18	3,20	2,95	0,097	0,287	–	–
Krypton	36	14,32	12,60	0,629	1,931	1,59	0,019
Ksenon	54	34,58	29,80	0,876	5,452	4,10	0,110

5.4 Liczniki scyntylacyjne

5.4.1 Ogólna zasada działania liczników scyntylacyjnych

W licznikach scyntylacyjnych proces generowania impulsów elektrycznych, kosztem energii rejestrowanych cząstek lub fotonów, jest bardziej skomplikowany w porównaniu z detektorami gazowymi. Schemat układu licznika scyntylacyjnego przedstawiono na rys. 5.9.



Rys. 5.9. Schemat układu licznika scyntylacyjnego

Zasadniczymi elementami takiego układu są:

- scyntylator w postaci ciała stałego lub cieczy,
- fotopowielacz z fotokatodą, na wyjściu którego znajduje się anoda zbiorcza.

Cząstka jonizująca lub foton gamma (X) wpadając do scyntylatora, wywołuje w nim zjawisko scyntylacji, czyli rozbłysku światła (proces powstawania scyntylacji jest bardzo skomplikowany i opisany zostanie w rozdziale 5.4.2). Fotony tego światła padając na fotokatodę, wybijają z jej powierzchni fotoelektrony. Z kolei każdy fotoelektron jest przyspieszany polem elektrycznym w kierunku pierwszej z tak zwanych *dynod* (D_1) fotopowielacza. Uderzając w jej powierzchnię, wybija z niej kilka elektronów wtórnych. Każdy z tych elektronów wyzwala następne elektrony z powierzchni kolejnych dynod, znajdujących się na coraz to wyższych potencjałach dodatnich. W wyniku takiego procesu mnożenia (powielania) elektronów ich liczba zwiększa się lawinowo. Przypomina to zjawisko wzmocnienia gazowego w licznikach proporcjonalnych. Współczynnik M_f wzmocnienia (powielania) strumienia elektronów w fotopowielaczu można określić wzorem:

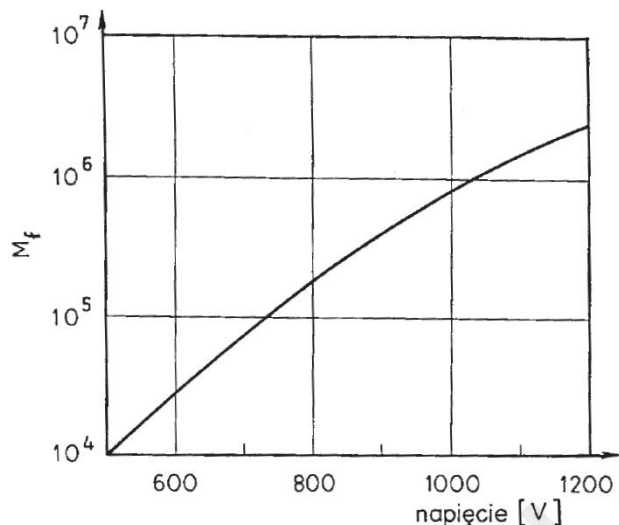
$$M_f = \delta^n, \quad (5.7)$$

gdzie:

- δ – współczynnik emisji wtórnej wyrażający stosunek liczby elektronów wywołanych z pierwszej dynody do liczby padających na nią fotoelektronów emitowanych przez fotokatodę,
- n – liczba dynod w danym fotopowielaczu (kilkanaście).

Współczynnik wzmocnienia M_f fotopowielacza o określonej liczbie dynod zależy silnie od napięcia między fotokatodą i anodą zbiorczą. Zależność taką przedstawiono przykładowo na rys. 5.10.

Aby możliwie duża liczba fotonów światła, generowanych w scyntylatorze, docierała do powierzchni fotokatody łączy się te elementy za pomocą światłowodu. Jeśli scyntylator i fotokatoda stykają się bezpośrednio, to przylegające do siebie powierzchnie powleka się cienką warstwą na przykład oleju silikonowego dającego dobry kontakt optyczny.



Rys. 5.10. Współczynnik M_f wzmocnienia strumienia elektronów w fotopowielaczu w zależności od napięcia między fotokatodą i anodą zbiorczą

Zwielokrotniony w fotopowielaczu strumień elektronów dociera do anody zbiorczej, dając w obwodzie fotopowielacza impuls prądu. Przepływ tego prądu powoduje spadek potencjału na oporze R (rys. 5.9), czyli impuls napięcia, podobnie jak w detektorach gazowych. Amplitudy U_0 takich impulsów napięciowych są proporcjonalne do energii cząstki jonizującej lub fotonu gamma (X) deponowanej w scyntylatorze.

5.4.2 Licznik scyntylacyjny z kryształem NaI(Tl)

Do detekcji fotonów gamma i X używa się najczęściej scyntylatorów w postaci kryształu jodku sodu (NaI) z domieszką talu (Tl), jako tak zwanego *aktywatora*. Mechanizm powstawania scyntylacji (rozbłysków światła) w kryształach można wyjaśnić w oparciu o teorię pasmową ciała stałego. Według tej teorii skwantowane energie dozwolone elektronów w kryształach tworzą pewne pasma energetyczne oddzielone od siebie przedziałami energii wzbronionych (przerwami energetycznymi).

Cząstka jonizująca lub foton wpadając do kryształu może wybijać elektrony z pasma walencyjnego (jonizacja atomów), dzięki czemu elektrony z tego pasma są przrzućane do pasma przewodnictwa, natomiast w paśmie walencyjnym powstają „dziury”.

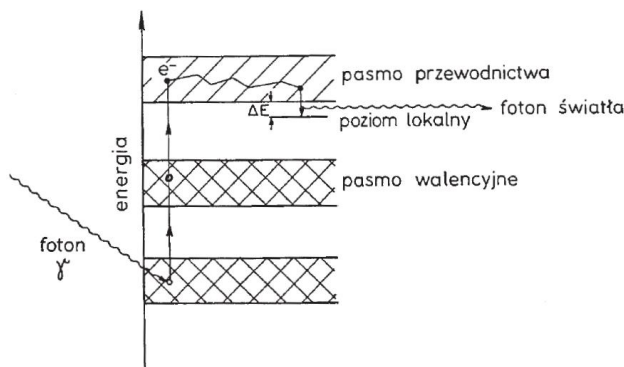
W przypadku fotonów gamma lub X taka bezpośrednia jonizacja atomów jest możliwa dzięki zjawisku Comptona (zachodzącemu na elektronach swobodnych lub quasi swobodnych). Jednakże podstawową rolę w detekcji fotonów gamma i X za pomocą liczników scyntylacyjnych odgrywa zjawisko absorpcji fotoelektrycznej zachodzącej w niższych (głębszych) pasmach energii na elektronach silnie związanych (rys. 5.11). Uwalniany z takiego pasma fotoelektron, o energii zależnej od energii zaabsorbowanego fotonu, może jonizować kolejne atomy (jonizacja wtórna), to znaczy przrzućać następne elektrony z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa. W rezultacie cały układ przechodzi do stanu wzbudzonego kosztem energii fotonu zaabsorbowanego w kryształach.

Pojawiające się w ten sposób w paśmie przewodnictwa elektrony quasi-swobodne migrują w kryształach, napotykać na dziury w paśmie walencyjnym. Następuje wtedy rekombinacja tych elektronów i dziur, w wyniku czego uwalnia się pewna energia rekombinacji w postaci fotonów ultrafioletu (UV). Istotny jest przy tym fakt, że liczba elektronów quasi-swobodnych i dziur tworzących się w kryształach w określonym przedziale czasu, a tym samym liczba emitowanych w tym czasie fotonów UV jest proporcjonalna do energii rejestrowanych fotonów gamma lub X deponowanej w tym czasie w kryształach.

Kolejnym zjawiskiem umożliwiającym przetwarzanie energii fotonów na impulsy elektryczne jest wyzwalać fotoelektronów z powierzchni fotokatody powielacza elektronowego (fotopowielacza) pod wpływem fo-

tonów wtórnych generowanych w scyntylatorze.

Istnieje jednak problem polegający na tym, że wydajność takiej *konwersji fotoelektrycznej* jest największa dla fotonów światła niebieskiego, a nie ultrafioletu. Z tego względu zachodzi konieczność wytworzenia w kryształach takich lokalnych poziomów energii (w przerwie energetycznej), aby różnica energii ΔE (patrz rys. 5.11) odpowiadała energii $h\nu$ fotonów światła niebieskiego. W tym właśnie celu do kryształu NaI wprowadza się domieszki aktywatora w postaci na przykład atomów talu z trzema elektronami walencyjnymi.



Rys. 5.11. Absorpcja fotonu gamma w kryształach z reemisją fotonu światła związaną z przejściem elektronu z pasma przewodnictwa na poziom lokalny (zjawisko scyntylacji)

Aby wyjaśnić rolę takiego aktywatora w powstawaniu poziomów lokalnych w przerwie energetycznej, załóżmy, że w kryształach NaI między atomami sodu i jodu występują wiązania jonowe. Polegają one na tym, że atom Na oddaje swój jedyny elektron walencyjny atomowi jodu (I) o siedmiu elektronach walencyjnych wskutek czego tworzy się w tym atomie oktet elektronowy stanowiący najtrwalszy układ kwantowy. W rezultacie z neutralnych atomów sodu i jodu tworzą się jony Na^+ i I^- przyciągające się wzajemnie. Jeśli atom sodu, w węzle sieci krystalicznej zastąpimy przez atom talu o trzech elektronach walencyjnych, to tylko jeden z tych elektronów będzie tworzył wiązanie z jodem. Pozostałe dwa *elektrony nadmiarowe*, nie wchodzące w skład wiązań jonowych, będą związane znacznie słabiej ze swymi atomami macierzystymi. Oznacza to stosunkowo małą wartość energii ΔE potrzebnej do oderwania takich elektronów od ich atomów (TI), czyli przeniesienia ich do pasma przewodnictwa. Inaczej mówiąc, w pobliżu dolnej granicy tego pasma pojawia się poziom lokalny. Migrujące w kryształach elektrony quasi-swobodne mogą teraz „spadać” z pasma przewodnictwa na taki właśnie poziom lokalny. Ze względu na mniejszą różnicę energii prawdopodobieństwo takich przejść jest większe, w porównaniu z prawdopodobieństwem powrotu elektronu do pasma walencyjnego. Energia wyzwolana przy przejściu elektronu z pasma przewodnictwa na poziom lokalny zostaje wyemitowana w postaci fotonu światła niebieskiego o długości fali około 410 nanometrów.

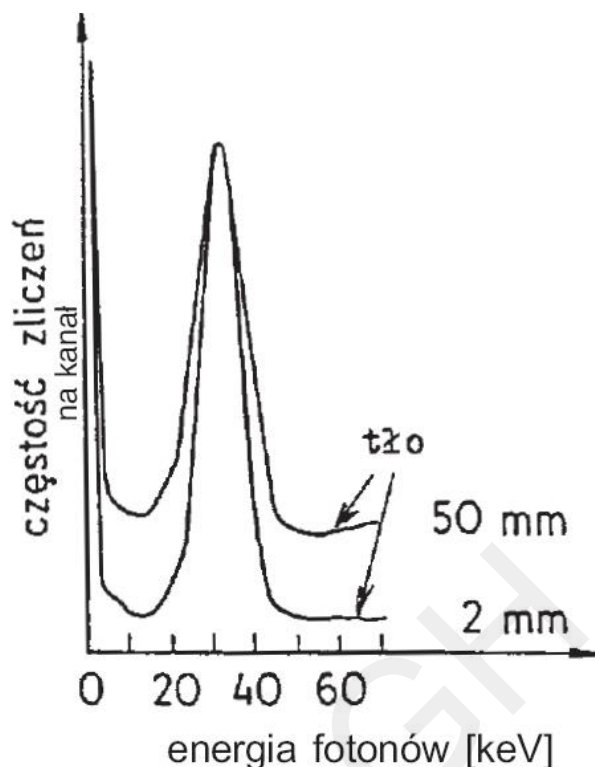
W licznikach scyntylacyjnych z kryształem NaI(Tl) mogą powstawać także piki ucieczki, podobnie jak w gazowych licznikach proporcjonalnych. Są one przesunięte w stosunku do pików głównych o wartość energii fotonów X promieniowania fluorescencyjnego jodu ($IK_{\alpha} = 28,6 \text{ keV}$). Piki ucieczki w licznikach scyntylacyjnych są jednak stosunkowo małe wskutek silnej absorpcji promieniowania charakterystycznego jodu w scyntylatorze o znacznie większej gęstości, w porównaniu z gęstością gazów wypełniających liczniki proporcjonalne.

Przy detekcji promieniowania gamma za pomocą liczników scyntylacyjnych występuje stosunkowo duże ciągłe „tło komptonowskie”. Tworzy się ono wskutek wielokrotnych rozprożeń fotonów na elektronach walencyjnych w scyntylatorze. W rezultacie oprócz fotonów pierwotnych o określonej energii $h\nu_0$ pojawiają się rozproszone komptonowsko fotony wtórne o ciągłym widmie energii. Fotony te mogą uciekać z licznika unosząc część energii wnoszonej do scyntylatora przez wpadające do niego fotony pierwotne. A zatem tylko pewna część tej energii zostaje zdeponowana w liczniku. Oznacza to, że impulsy napięcia generowane w obwodzie licznika, kosztem tej właśnie energii zdeponowanej w scyntylatorze, muszą mieć również ciągłe widmo amplitudowe.

Takie ciągłe tło komptonowskie utrudnia w praktyce detekcję fotonów o energii $h\nu \ll h\nu_0$, pogarszając stosunek mierzonego sygnału do tła. Tego rodzaju sytuacja występuje na przykład przy detekcji fotonów charakterystycznego promieniowania X atomów wzbudzanych w analizowanej próbce przez pierwotne promieniowanie gamma. Część fotonów pierwotnych po rozproszeniu w próbce wpada do scyntylatora, gdzie następuje

ich dalsze rozpraszanie wielokrotne prowadzące do tworzenia się wspomnianego tła komptonowskiego.

Pewną dyskryminację takiego tła można uzyskać, dobierając odpowiednio grubość scyntylatora, czego ilustracją mogą być widma przedstawione na rys. 5.12



Rys. 5.12. Ilustracja stosunku wysokości pików głównych do tła komptonowskiego przy dwóch różnych grubościach (2 i 50 mm) kryształu NaI(Tl)

Na rys. 5.13 przedstawiono optymalną grubość kryształu NaI(Tl) w zależności od energii rejestrowanych fotonów, w zakresie od około 50 do 100 keV.

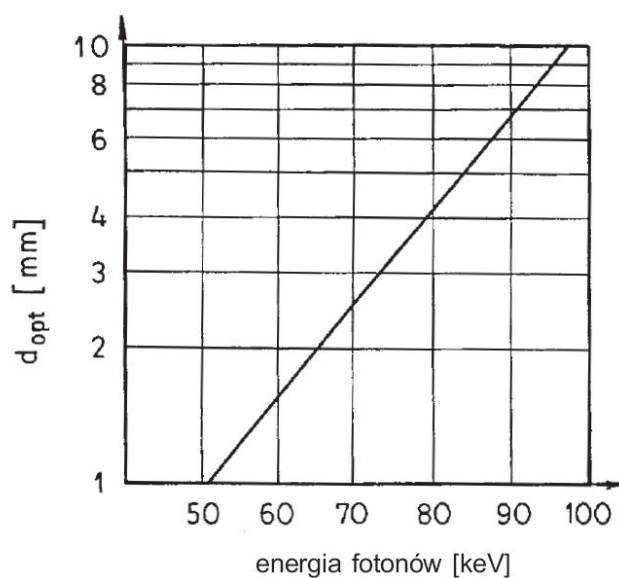
Z kolei na rys. 5.14 pokazano wydajności detekcji, całkowitą i w pikach głównych, licznika scyntylacyjnego z kryształem NaI(Tl) w zależności od energii rejestrowanych fotonów w zakresie do 120 keV.

5.4.3 Liczniki scyntylacyjne ze scyntylatorami organicznymi

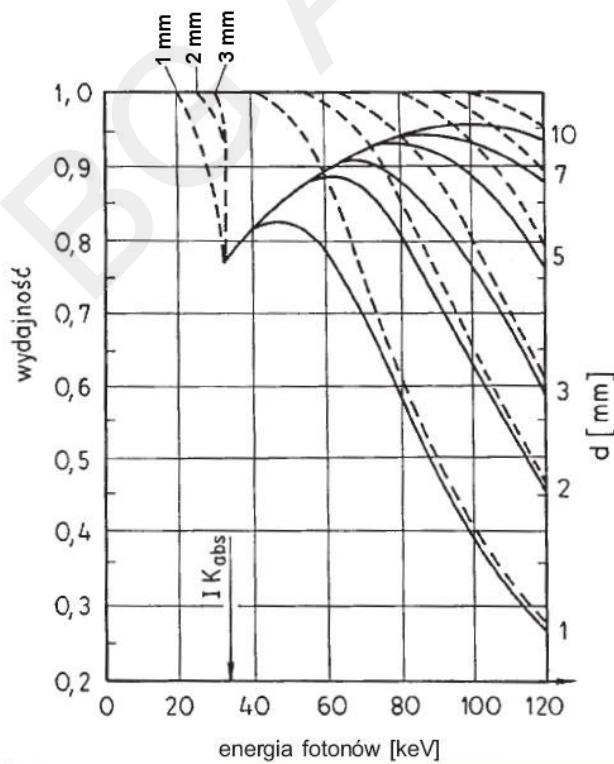
Oprócz scyntylatorów nieorganicznych do detekcji cząstek naładowanych wykorzystuje się scyntylatory organiczne. Mogą to być zarówno organiczne monokryształy, na przykład antracenu ($C_{14}H_{10}$), jak i roztwory różnych związków organicznych w rozpuszczalnikach ciekłych lub stałych. Te ostatnie są to tak zwane scyntylatory plastykowe.

Scyntylacje występujące w związkach organicznych wiążą się z pewnymi zjawiskami cząsteczkowymi (molekularnymi) w odróżnieniu od scyntylacji zachodzących w kryształach nieorganicznych. Energia cząstki jonizującej zaabsorbowana w cząsteczce związku organicznego powoduje najpierw wzbudzenia stanów elektronowych, co z kolei prowadzi do wzbudzenia molekularnych stanów oscylacyjnych. Powrotowi cząsteczki z takiego stanu wzbudzenia do stanu podstawowego towarzyszy emisja fotonu światła, czyli zjawisko scyntylacji. Istotny wpływ na tego rodzaju scyntylacje w związkach organicznych ma też rozpuszczalnik, którego cząsteczki (molekuły) ulegają także wzbudzeniom kosztem energii wpadających do scyntylatora rejestrowanych cząstek naładowanych. Przyjmuje się, że energia wzbudzenia cząsteczek rozpuszczalnika jest przekazywana cząsteczkom organicznym (scyntylicującym) częściowo za pośrednictwem fotonów (zjawiska emisyjno-absorpcyjne), a częściowo poprzez pewne zjawiska rezonansowe dające się wyjaśnić w oparciu o mechanikę kwantową.

Scyntylatory organiczne wykazują na ogół mniejszą wydajność detekcji, w porównaniu ze scyntylatorami nieorganicznymi. Z drugiej jednak strony charakteryzują się one znacznie krótszym czasem wyświecania, czyli lepszą czasową zdolnością rozdzielczą. Ponadto, dzięki małym liczbom atomowym składników związków organicznych następuje w nich stosunkowo słabe rozpraszanie wsteczne rejestrowanych cząstek. Przy detek-



Rys. 5.13. Optymalna grubość d_{opt} scyntylatora NaI(Tl) w zależności od grubości kryształu i energii rejestrowanych fotonów



Rys. 5.14. Wydajności detekcji licznika scyntylacyjnego; całkowita (krzywe przerywane) i w pikie głównym (krzywe ciągłe) w zależności od grubości d scyntylatora NaI(Tl) i energii rejestrowanych fotonów

cji cząstek beta oznacza to również znikome straty ich energii na promieniowanie hamowania. Cząstki beta rejestruje się zwykle przy użyciu scyntylatorów plastikowych o grubości 1–3 mm.

5.5 Liczniki półprzewodnikowe

5.5.1 Ogólna zasada działania liczników półprzewodnikowych

Detektory oparte na wykorzystaniu szczególnych właściwości elektrycznych niektórych półprzewodników stanowią najnowszy rodzaj liczników cząstek naładowanych oraz fotonów gamma i X . Zasada działania takich liczników polega również na przenoszeniu elektronów z niższych (głębszych) pasm energii do pasma przewodnictwa, kosztem energii rejestrowanych cząstek lub fotonów, podobnie jak w scyntylatorach krystalicznych. Przypomnijmy, że w przypadku detekcji fotonów gamma lub X następuje najpierw ich absorpcja fotoelektryczna w niższych pasmach energii (patrz rys. 5.11). Powstające w tych pasmach „dziury” po wyrzuconych elektronach są zapełniane przez elektrony z pasm wyższych, co ostatecznie prowadzi do pojawiania się takich dziur w paśmie walencyjnym. W zewnętrznym polu elektrycznym dziury te zachowują się jak nośniki ładunku dodatniego. Tak więc absorbowane w kryształach fotony gamma lub X powodują pojawianie się nośników ładunku w postaci elektronów quasi-swobodnych w paśmie przewodnictwa oraz dziur w paśmie walencyjnym. Uporządkowany ruch tych nośników w polu elektrycznym tworzy prąd elektryczny dający spadek potencjału na oporze w obwodzie licznika, podobnie jak w detektorach gazowych i scyntylacyjnych.

Istotnym zjawiskiem utrudniającym wykorzystanie półprzewodników do detekcji promieniowania jądrowego jest *prąd upływu* niezależny od strumienia padających na detektor cząstek lub fotonów. Przyczyną takiego prądu są drgania termiczne sieci krystalicznej. Średnia wartość kwantu energii takich drgań (fononu) wyraża się wzorem

$$E = kT, \quad (5.8)$$

gdzie:

k – stała Boltzmann,

T – temperatura kryształu.

Energia kT fononów może być przejmowana przez elektrony walencyjne, wskutek czego są one przenoszone do pasma przewodnictwa. Prawdopodobieństwo P takiego termicznego przerzucenia elektronu z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa zależy od szerokości E_o przerwy energetycznej między tymi pasmami i temperatury T kryształu, zgodnie ze wzorem

$$P = P_o e^{-E_o/kT}, \quad (5.9)$$

gdzie: P_o – stała o wartości 1 (100%).

Podstawowym problemem technologicznym przy produkcji liczników półprzewodnikowych jest uzyskanie kryształów charakteryzujących się możliwie małym stałym prądem upływu. Materiałem spełniającym ten warunek byłby kryształ absolutnie czysty, to znaczy nie zawierający żadnych domieszek dających w przerwie energetycznej lokalne poziomy donorowe lub akceptorowe. Dzięki stosunkowo dużej przerwie energetycznej E_o , w porównaniu ze średnią energią kT drgań termicznych sieci, prawdopodobieństwo P takiego termicznego przerzucania elektronów do pasma przewodnictwa w takim czystym kryształach byłoby nieznaczne nawet w temperaturze pokojowej (bez chłodzenia ciekłym azotem). Uzyskanie tak czystych kryształów napotyka jednak na poważne trudności technologiczne. Z tego względu musiano znaleźć inne rozwiązanie tego problemu.

5.5.2 Liczniki krzemowe dryfowane litem Si(Li)

Zasadniczym elementem tego typu liczników jest *złącze p-n* zubożone silnie w domieszkowe nośniki ładunku. Zubożony w te nośniki obszar złącza nazywamy warstwą zaporową. Stanowi ona objętość czynną takiego licznika, podobnie jak wypełniona gazem objętość komory jonizacyjnej lub licznika proporcjonalnego. Jednakże, w odróżnieniu od detektorów gazowych, wytwarzanymi w złączu $p-n$ nośnikami ładunku nie są elektrony i jony, lecz elektrony i dziury. Przez takie złącze i jego obwód może więc płynąć prąd elektronowo-dziurowy dający impuls napięcia na oporze R w obwodzie licznika, podobnie jak w licznikach gazowych i scyntylacyjnych.

Przypomnijmy, że w przypadku detekcji fotonów gamma lub X wtórnymi cząstkami jonizującymi są głównie fotoelektrony wyzwalane z niższych pasm energii, w wyniku absorpcji fotoelektrycznej rejestrowanych fotonów. Dopiero te fotoelektrony, kosztem ich energii kinetycznej, wytwarzają w złączu wspomniane wyżej nośniki ładunku powodujące przepływ prądu przez złącze. Amplitudy generowanych w ten sposób impulsów prądowych i napięciowych są tu również proporcjonalne do energii fotonów gamma lub X deponowanej w takim liczniku.

Zwykle złącza p - n , o małej grubości warstwy zubożonej (zaporowej) rzędu ułamka milimetra, mogą być wydajnymi detektorami ciężkich jonów, natomiast są one mało przydatne do detekcji fotonów gamma lub X słabo absorbowanych w tak cienkiej warstwie.

Stosunkowo grube warstwy zaporowe można uzyskać, wykorzystując zjawisko dryfu litu w kryształach krzemu lub germanu. Dzięki małemu promieniowi jonowemu i dużej ruchliwości, jony litu mogą dyfundować pod wpływem pola elektrycznego na stosunkowo duże odległości w głąb kryształu, zajmując tam pozycje międzywęzłowe. Lit odgrywa tu rolę *donora*, mogąc łatwo oddawać słabo związany elektron z powłoki L . Jeśli taka dyfuzja litu nastąpi do krzemu lub germanu domieszkowanego akceptorowo (typu p), to następuje rekombinacja elektronów litu z dziurami *akceptora*. Dzięki temu można uzyskać warstwę zubożoną (zaporową) o grubości nawet kilku centymetrów. Taka warstwa kryształu absorbuje już dostatecznie silnie fotony gamma lub X .

5.5.3 Liczniki germanowe

Do detekcji fotonów o energiach większych od około 50 keV, zamiast liczników krzemowo-litowych Si(Li), stosuje się detektory germanowe ze względu na silniejszą absorpcję takiego promieniowania w germanie o większej liczbie atomowej i większej gęstości, w porównaniu z krzemem. Niektóre dane dotyczące właściwości fizycznych obu tych pierwiastków podano w tab. 5.3.

Tab. 5.3. Niektóre dane liczbowe charakteryzujące krzem i german

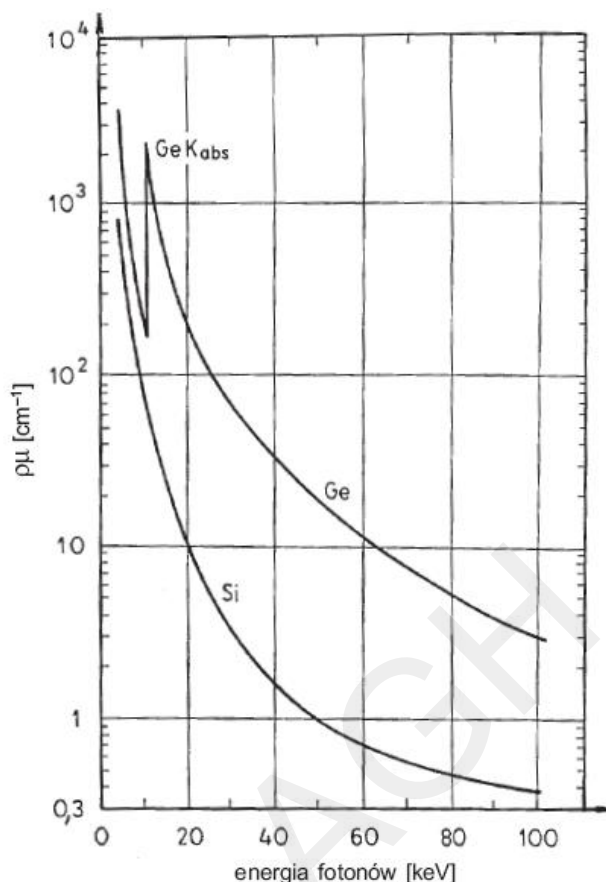
Wielkość fizyczna	Si	Ge
Liczba atomowa Z	14	32
Krawędź absorpcji (K_{abs})	1,84 keV	11,1 keV
Gęstość	$2,33 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$	$5,35 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$
Przerwa energetyczna	1,10 eV	0,67 eV
Gęstość nośników ładunku w temperaturze 300 K	ok. $10^{16}/\text{m}^3$	ok. $10^{19}/\text{m}^3$

Istotną wadą liczników germanowych dryfowanych litem jest konieczność utrzymywania ich cały czas w niskiej temperaturze, np. w ciekłym azocie. Wynika to z małej energii wiązania jonów litu w kryształ germanu wskutek czego w temperaturze pokojowej lit wyparowuje z takiego kryształu.

Najnowszy typ liczników półprzewodnikowych stanowią kryształy germanu o bardzo dużej czystości (HPGe – *High Purity Germanium*). Można je przechowywać w temperaturze pokojowej, podobnie jak dryfowane litem liczniki krzemowe. Wszystkie te detektory wymagają jednak nadal chłodzenia ciekłym azotem w czasie ich pracy.

Wydajność detekcji fotonów gamma lub X przy użyciu liczników półprzewodnikowych zależy od prawdopodobieństwa zaabsorbowania tych fotonów w warstwie zaporowej (zubożonej) danego licznika. Z kolei prawdopodobieństwo to jest funkcją grubości wspomnianej warstwy, gęstości kryształu i masowego współczynnika absorpcji rejestrowanych fotonów w tym kryształach. Wskaźnikiem porównawczym wydajności wewnętrznej detekcji fotonów przez liczniki krzemowe i germanowe może być wartość liniowego współczynnika absorpcji tych fotonów w takich kryształach. Wartości te w funkcji energii rejestrowanych fotonów przedstawiono na rys. 5.15. Z kolei na rys. 5.16 pokazano całkowitą wydajność licznika krzemowego Si(Li) z uwzględnieniem absorpcji fotonów w okienku berylowym. Jak widać, dla fotonów o energiach większych od około 20 keV wydajność ich detekcji gwałtownie maleje, dążąc do zera przy energii około 100 keV. Z drugiej strony taki licznik umożliwia detekcję fotonów już o energii około 1 keV. Jest to praktycznie niemożliwe za pomocą liczników proporcjonalnych i scyntylacyjnych ze względu na konieczną stosunkowo dużą grubość ich okienek. W de-

tektorach gazowych grubość okienka musi być tak duża, aby nie zachodziła przez nie dyfuzja gazu. Z kolei w licznikach scyntylacyjnych okienko musi stanowić szczelną osłonę scyntylatora przed światłem zewnętrznym.



Rys. 5.15. Liniowe współczynniki absorpcji ($\rho\mu$) promieniowania gamma lub X w kryształach krzemu i germanu w zależności od energii fotonów

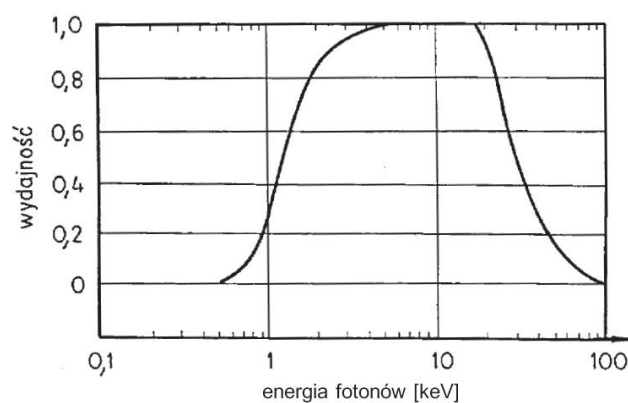
5.6 Energetyczna zdolność rozdzielcza

W detektorach spektrometrycznych wartość ładunku Q_0 zbieranego na elektrodach, a tym samym amplituda U_0 generowanych impulsów napięcia, jest proporcjonalna do energii ΔE deponowanej w objętości czynnej licznika przez rejestrowaną cząstkę jonizującą lub foton. Jeśli są to cząstki lub fotony monoenergetyczne, to znaczy o jednej określonej energii, to amplituda generowanych przez nie impulsów powinna mieć również jedną określoną wartość odpowiadającą tej energii. A zatem zarówno widmo amplitud, jak i widmo energii obserwowane na wyjściu układu pomiarowego powinno się składać z jednej wąskiej linii jak na rys. 5.17a. W rzeczywistości zamiast takiej linii otrzymuje się zawsze tak zwany *pik*, jak na rys. 5.17b. Podobne piki widmowe pochodzące od fotonów X serii K manganu, rejestrowanych za pomocą różnych rodzajów detektorów, przedstawiono na rys. 5.18.

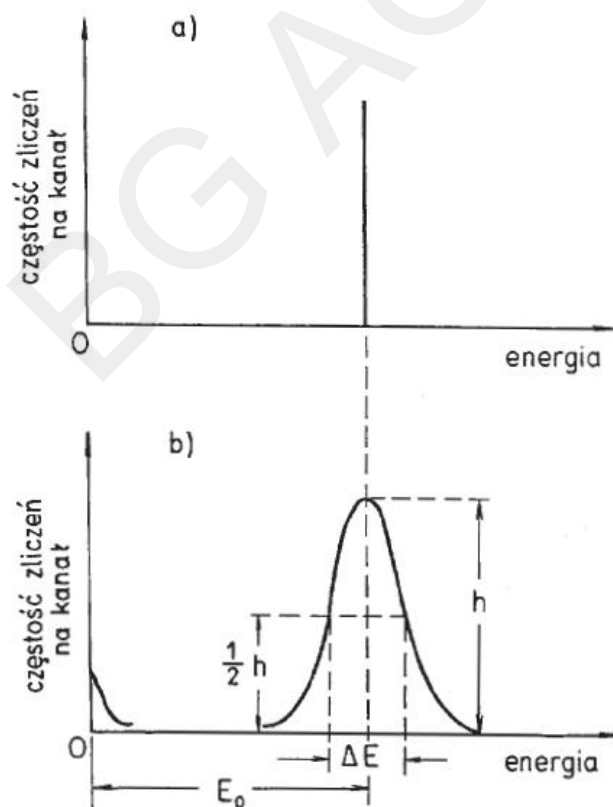
Miarą „rozmycia” piku widmowego jest jego szerokość (w skali energii) w połowie wysokości (w skali częstości zliczeń impulsów). Taka *szerokość połowkowa* ΔE piku w widmie energii określa z definicji *energetyczną zdolność rozdzielczą* danego układu spektrometrycznego. Wielkość tę można wyrażać w wartościach bezwzględnych ΔE lub względnych $\Delta E/E_0$ (rys. 5.17b).

Przyczynami rozmywania się (poszerzania) linii widmowych w widmie energii rejestrowanych monoenergetycznych cząstek lub fotonów są:

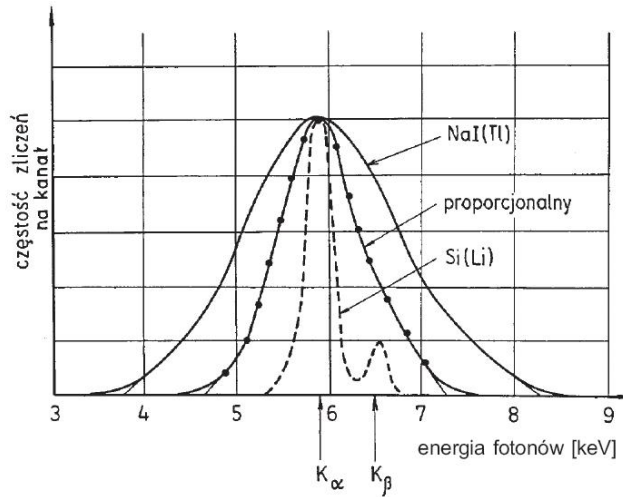
- statystyczne fluktuacje liczby par jonów wytwarzanych w detektorze w wyniku jonizacji pierwotnej,
- fluktuacje statystyczne współczynnika wzmocnienia gazowego M przyczyniające się do fluktuacji liczby N par jonów zbieranych na elektrodach przy stałej liczbie N_0 jonów pierwotnych,



Rys. 5.16. Całkowita wydajność detekcji licznika krzemowego Si(Li) w zależności od energii rejestrowanych fotonów



Rys. 5.17. Widma energii cząstek lub fotonów monoenergetycznych o energii E_0 ; a) – widmo idealne; b) – widmo rzeczywiste



Rys. 5.18. Widma energii fotonów X serii K manganu ze źródła ^{55}Fe otrzymane przy użyciu różnych rodzajów liczników [1]

- tak zwane *szumy* aparatury elektronicznej współpracującej z licznikiem,
- różne inne zjawiska związane, między innymi, z konstrukcją licznika i zakłóceniami jego pola elektrycznego powodującymi zmiany kształtu impulsów, co może mieć także wpływ na poszerzenie piku w widmie energii.

Fluktuacje statystyczne końcowej liczby N par jonów powstających wskutek jonizacji pierwotnej i wtórnej wynikają z natury tych zjawisk fizycznych. Związane z tymi fluktuacjami poszerzenie piku w widmie energii definiujemy jako *graniczną energetyczną zdolność rozdzielczą* danego detektora. Natomiast całkowitą energetyczną zdolność rozdzielczą całego układu spektrometrycznego można określić ogólnie wzorem

$$\Delta E = \sqrt{(\Delta E_g)^2 + (\Delta E_{sz})^2 + (\Delta E_{in})^2}, \quad (5.10)$$

gdzie:

- ΔE_g – graniczna energetyczna zdolność rozdzielcza,
- ΔE_{sz} – zdolność rozdzielcza związana z szumami aparatury,
- ΔE_{in} – zdolność rozdzielcza wynikająca z innych wspomnianych wyżej przyczyn.

Ze względu na statystyczny charakter procesów fizycznych determinujących energetyczną zdolność rozdzielczą układu spektrometrycznego do analizy tego zjawiska trzeba stosować odpowiednie pojęcia i wielkości statystyczne, takie jak rozkład normalny (Gaussa), wartość przeciętna, odchylenie standardowe oraz wariancja (patrz rozdział 7).

Jeśli założymy, że zmierzony rozkład energii jest funkcją ciągłą zbliżoną do rozkładu normalnego, to wariancję względną tego rozkładu można przedstawić jako sumę względnych wariancji cząstkowych

$$\left[\frac{s(E)}{\bar{E}_0} \right]^2 = \left[\frac{s(E_g)}{\bar{E}_0} \right]^2 + \left[\frac{s(E_{sz})}{\bar{E}_0} \right]^2 + \left[\frac{s(E_{in})}{\bar{E}_0} \right]^2, \quad (5.11)$$

gdzie:

- \bar{E}_0 – wartość przeciętna energii określona przez położenie maksimum piku,
- $s(E)$ – całkowite odchylenie standardowe wartości energii E określające rozmycie piku,
- $s(E_g), s(E_{sz}), s(E_{in})$ – odchylenia standardowe cząstkowe, związane odpowiednio z fluktuacjami liczby par jonów, z szumami aparatury oraz uwarunkowane przez inne przyczyny [patrz wzór (5.10)].

Z założenia o rozkładzie normalnym wartości mierzonych w piku widmowym wynika, że między szerokością połówkową ΔE i odchyleniem standardowym $s(E)$ zachodzi związek

$$\Delta E = 2,35 s(E). \quad (5.12)$$

Zgodnie z definicją (5.3) w p. 5.2.1 między przeciętną liczbą par jonów \overline{N}_0 wytwarzanych w wyniku jonizacji pierwotnej, przeciętną liczbą \overline{N} wszystkich nośników ładunku zbieranych na elektrodach i przeciętną wartością \overline{M} współczynnika wzmocnienia gazowego zachodzi zależność

$$\overline{N} = \overline{N}_0 \overline{M}. \quad (5.13)$$

W oparciu o prawa rachunku prawdopodobieństwa można wykazać, że wariancja względna liczby N nośników ładunku może być wyrażona wzorem

$$\left[\frac{s(N)}{\overline{N}} \right]^2 = \left[\frac{s(N_0)}{\overline{N}_0} \right]^2 + \frac{1}{\overline{N}_0} \left[\frac{s(M)}{\overline{M}} \right]^2. \quad (5.14)$$

Drugi składnik sumy we wzorze (5.14) wyraża (poprzez wariancję współczynnika wzmocnienia M) względną wariancję końcowej liczby N nośników ładunku zbieranych na elektrodach, przy założeniu, że liczba nośników pierwotnych N_0 nie podlega żadnym fluktuacjom. W rzeczywistości założenie to nie jest spełnione i jak wykazał U. Fano w 1947 r. wariancja bezwzględna liczby N_0 nośników pierwotnych może być wyrażona wzorem

$$[s(N_0)]^2 = F \overline{N}_0, \quad (5.15)$$

gdzie:

F – współczynnik proporcjonalności określany w literaturze jako *czynnik Fano (Fano factor)*.

Biorąc pod uwagę wzory (5.14) i (5.15) oraz związki między energią E_0 rejestrowanych cząstek deponowaną w objętości czynnej licznika, ładunkiem Q_0 zbieranym na elektrodach i amplitudą U_0 impulsów napięciowych, można wykazać, że między tymi wielkościami zachodzą następujące związki

$$\left[\frac{s(E_0)}{E_0} \right]^2 = \left[\frac{s(U_0)}{U_0} \right]^2 = \frac{W}{E_0} \left\{ F + \left[\frac{s(M)}{\overline{M}} \right]^2 \right\}, \quad (5.16)$$

gdzie:

W – średnia wartość energii potrzebnej do wytworzenia jednej pary nośników ładunku w danej mieszaninie gazowej,

F – czynnik Fano.

Ze wzoru (5.16) widać, że w przypadku licznika proporcjonalnego napełnionego określonym gazem ($W = \text{const}$; $F = \text{const}$) i zasilanego określonym napięciem ($M = \text{const}$) zdolność rozdzielcza zależy jedynie od energii E_0 rejestrowanych cząstek lub fotonów. Tego rodzaju zależności pokazano przykładowo na rys. 5.19, 5.20 i 5.21.

Uwzględniając związek między szerokością połówkową rozkładu normalnego i jego odchyleniem standardowym (wzór 5.12), dochodzimy do wzoru określającego względną graniczną zdolność rozdzielczą licznika proporcjonalnego

$$\frac{\Delta E_g}{E_0} = 2,35 \frac{s(E_0)}{E_0} = \frac{2,35}{\sqrt{E_0}} \sqrt{W \left\{ F + \left[\frac{s(M)}{\overline{M}} \right]^2 \right\}} = \frac{2,35}{\sqrt{E_0}} \sqrt{W(F+f)} = \frac{C}{\sqrt{E_0}}, \quad (5.17)$$

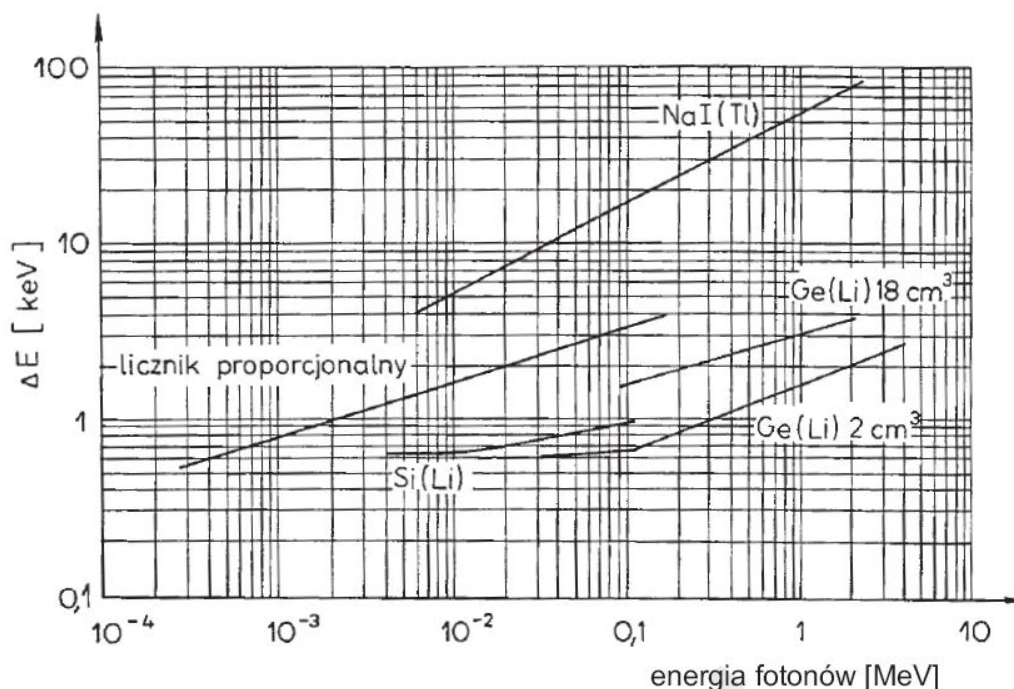
gdzie:

f – względna wariancja współczynnika wzmocnienia gazowego,

C – stała,

pozostałe oznaczenia jak wyżej.

Jak już wspomniano, całkowita zdolność rozdzielcza układu spektrometrycznego zależy nie tylko od opisanej wyżej zdolności granicznej, związanej z fluktuacjami liczby nośników ładunku w objętości czynnej licznika, lecz także od szumów aparatury oraz wielu innych czynników związanych, między innymi, z konstrukcją licznika i rozkładem jego pola elektrycznego. Czynniki te mogą mieć wpływ na kształt generowanych impulsów napięcia, a przez to również na zdolność rozdzielczą. W dobrych licznikach, współpracujących z aparaturą elektroniczną wysokiej klasy, dominujący wpływ na energetyczną zdolność rozdzielczą takich układów mają



Rys. 5.19. Bezwzględne energetyczne zdolności rozdzielcze ΔE różnych detektorów w zależności od energii rejestrowanych fotonów gamma i X w szerokim zakresie tych energii [9]

jednak fluktuacje statystyczne zjawisk fizycznych zachodzących w objętości czynnej licznika (graniczna zdolność rozdzielcza).

W przypadku liczników scyntylacyjnych wartość bezwzględną ich zdolności rozdzielczej można szacować, korzystając z przybliżonej zależności empirycznej

$$\Delta E = \sqrt{E_0}, \quad (5.18)$$

gdzie:

E_0 – energia rejestrowanych fotonów.

Porównanie energetycznych zdolności rozdzielczych różnych liczników w różnych zakresach energii rejestrowanych fotonów przedstawiono na rys. 5.18 – 5.21.

Zauważmy jeszcze, że energetyczna zdolność rozdzielcza detektora zależy od średniej wartości energii W potrzebnej na wytworzenie w nim pary swobodnych nośników ładunku. Wartości tych energii dla różnych detektorów podano w tab. 5.4.

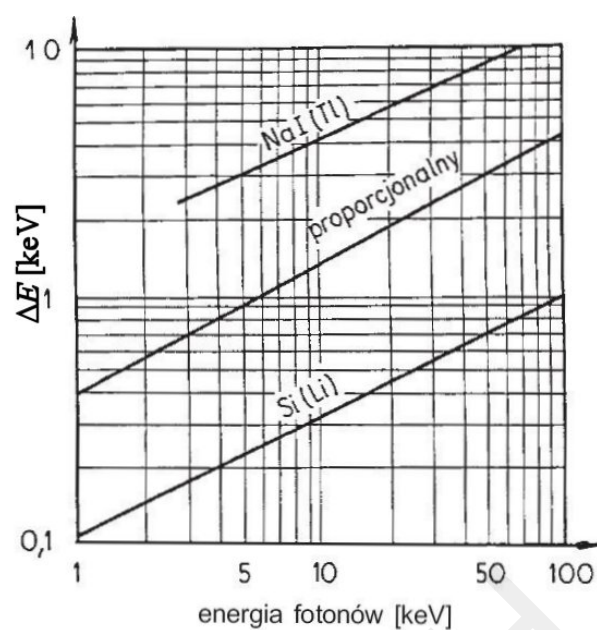
Tab. 5.4. Średnie wartości energii W potrzebnej do wytworzenia jednej pary nośników ładunku

Detektor	W [eV]
scyntylicyjny	około 300
proporcjonalny (gazowy)	20–30
półprzewodnikowy	1–3

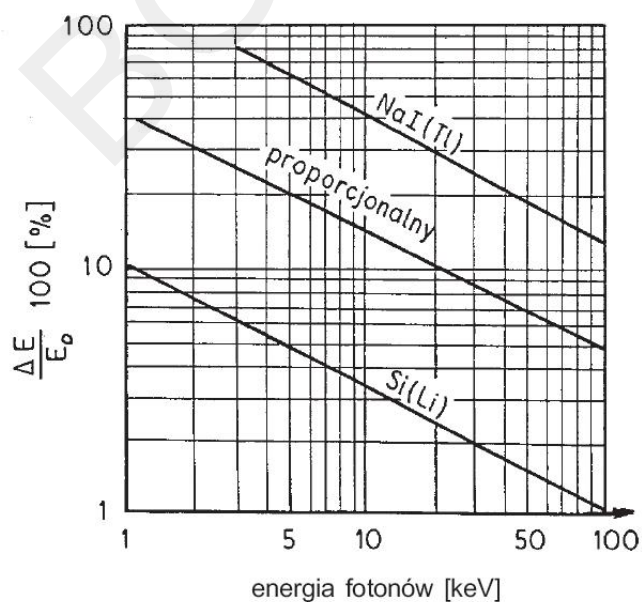
5.7 Detektory neutronów

5.7.1 Ogólne zasady detekcji neutronów

Neutrony, jako cząstki elektrycznie obojętne, nie jonizują bezpośrednio atomów, a więc nie mogą wytwarzać nośników ładunku niezbędnych do generowania sygnałów elektrycznych w różnych licznikach opisanych wyżej. Dlatego też do detekcji tych cząstek wykorzystuje się ich oddziaływania silne (jądrowe) z jądrami różnych *materiałów tarczowych* („tarcz”) wprowadzonych do wnętrza dowolnego licznika cząstek naładowanych.



Rys. 5.20. Bezwzględne zdolności rozdzielcze ΔE różnych rodzajów liczników w zależności od energii rejestrowanych fotonów X w zakresie 1-100 keV [1]



Rys. 5.21. Względne zdolności rozdzielcze $\Delta E/E_0$ różnych liczników w zależności od energii rejestrowanych fotonów X

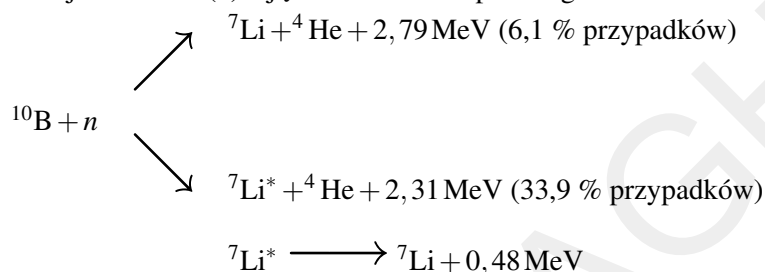
Neutrony oddziałując z jądrami tarczy, wywołują w niej określone reakcje jądrowe, w wyniku których wyzwala się cząstki jonizujące, takie jak cząstki alfa, protony, fragmenty rozszczepień jąder itp. Dopiero te cząstki wtórne generują odpowiednie sygnały (impulsy) elektryczne w obwodzie detektora, którym może być komora jonizacyjna, licznik proporcjonalny lub licznik Geigera-Müllera. Czasami wykorzystuje się też liczniki scyntylacyjne ze specjalnymi scyntylatorami zawierającymi w swoim składzie odpowiedni materiał tarczowy.

5.7.2 Metody detekcji neutronów termicznych

Aby wydajność detekcji neutronów była możliwie duża, materiałami tarczowymi muszą być izotopy o odpowiednio dużych przekrojach czynnych na absorpcję tych cząstek. Przypomnijmy, że przekroje te zależą jednak nie tylko od danego izotopu, lecz także od energii neutronów. Dla wielu jąder przekrój ten jest odwrotnie proporcjonalny do prędkości v neutronów („reguła $1/v$ ”). Z tego względu większość stosowanych materiałów tarczowych nadaje się do detekcji neutronów termicznych.

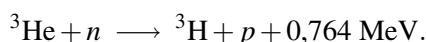
W zależności od izotopu, wykorzystywanego jako materiał tarczowy, i typu zachodzących w nim reakcji jądrowych można wyróżnić następujące rodzaje detektorów neutronów termicznych:

- 1) **Licznik proporcjonalny z trójfluorkiem boru (BF_3).** Materiałem tarczowym w takim liczniku jest izotop ^{10}B wyróżniający się wyjątkowo dużym przekrojem czynnym na absorpcję neutronów termicznych. Reakcja neutronu (n) z jądrem ^{10}B może przebiegać dwoma kanałami:



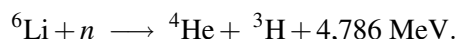
Gaz licznika zawiera domieszkę związku BF_3 (gazowego), w którym zachodzą powyższe reakcje. Pojawiające się stąd cząstki alfa (^4He) i jądra odrzutu (^7Li) jonizują atomy gazu licznika, generując w jego obwodzie impulsy elektryczne. Fotony gamma towarzyszące przejściom wzbudzonych jąder litu ($^7\text{Li}^*$) do stanu podstawowego mogą uciekać z licznika. Pojawia się więc *pik ucieczki* przesunięty w stosunku do *piku głównego* o około 0,48 MeV.

- 2) **Licznik helowy.** Materiałem tarczowym jest w tym przypadku izotop helu ^3He dodawany do gazu licznika. Izotop ten ma również duży przekrój czynny na absorpcję neutronów termicznych, prowadzącą do reakcji



Jak widać, produktem takiej reakcji są protony (p) mogące jonizować gaz licznika, podobnie jak cząstki alfa w licznikach z borem. Czynnikiem jonizującym są tu również jądra odrzutu ^3H .

- 3) **Licznik litowy.** Działanie takiego licznika jest oparte na wykorzystaniu reakcji neutronów termicznych z jądrami izotopu ^6Li przebiegającej według schematu



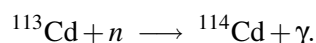
Gaz licznikowy może być jonizowany przez oba produkty reakcji w postaci jąder ^4He i ^3H obdarzonych energią kinetyczną.

Przekroje czynne na wymienione wyżej reakcje neutronów z jądrami ^{10}B , ^3He i ^6Li , w zależności od energii neutronów, przedstawiono na rys. 5.22.

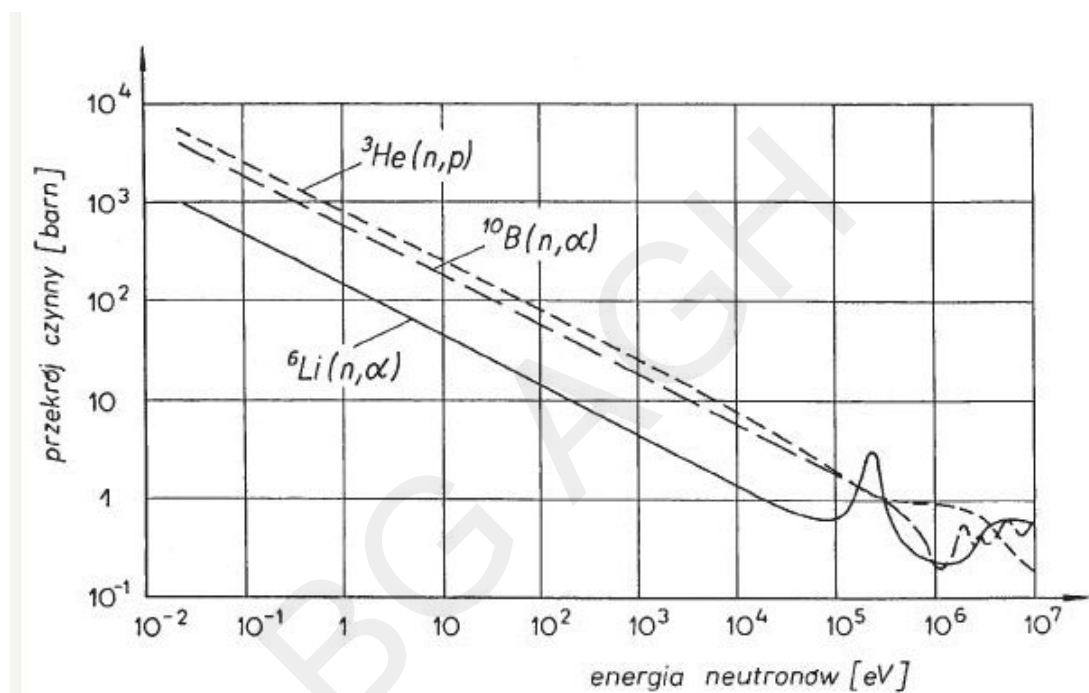
- 4) **Rozszczepieniowa komora jonizacyjna.** Czynnikiem jonizującym gaz w komorze jonizacyjnej są w tym przypadku fragmenty rozszczepienia jąder izotopu uranu ^{235}U (materiał rozszczepialny przez neutrony

termiczne). Dzięki dużym ładunkom elektrycznym takich fragmentów jonizują one silnie gaz detektora. Oznacza to odpowiednio duże amplitudy generowanych impulsów napięciowych. Nie jest tu więc konieczne wzmocnienie gazowe. Stąd zamiast liczników proporcjonalnych można w tym przypadku stosować komory jonizacyjne. Materiał rozszczepialny, w postaci ciała stałego, musi się znajdować wewnątrz komory tak, aby jonizujące fragmenty rozszczepienia mogły bez przeszkód wnikać do objętości czynnej.

- 5) **Licznik Geigera-Müllera z osłoną kadmową.** Najprostszym detektorem neutronów termicznych może być zwykły licznik G-M fotonów gamma osłonięty blachą kadmową o grubości około 1 mm. Izotop kadmu ^{113}Cd ma wyjątkowo duży przekrój czynny na wychwyt radiacyjny neutronów termicznych, to znaczy reakcję



Fotony gamma otrzymywane z takiej reakcji tworzą widmo energii złożone z wielu linii w zakresie od około 0,55 MeV do 5,82 MeV. Największy udział w tym widmie mają fotony o energii około 0,558 MeV (72,7%) i 0,651 MeV (13,9%). Fotony te można łatwo rejestrować za pomocą licznika G-M.



Rys. 5.22. Przekroje czynne na różne reakcje wykorzystywane w detektorach neutronów

- 6) **Licznik scyntylacyjny z kryształem ZnS(Ag).** Tego rodzaju licznik można stosować do detekcji neutronów termicznych, jeśli do kryształu ZnS wprowadzi się, oprócz aktywatora (Ag), domieszkę boru ^{10}B lub uranu ^{235}U . Produkty reakcji zachodzących w tych izotopach pod wpływem neutronów termicznych, w postaci cząstek alfa lub fragmentów rozszczepienia, wywołują scyntylacje świetlne generujące impulsy elektryczne w obwodzie fotopowielacza. Istotną właściwością scyntylatora ZnS(Ag) jest bardzo mała wydajność detekcji fotonów gamma. Promieniowanie takie jest emitowane przez niektóre źródła neutronów, co może zakłócać detekcję tych cząstek.

5.7.3 Metody detekcji neutronów prędkich

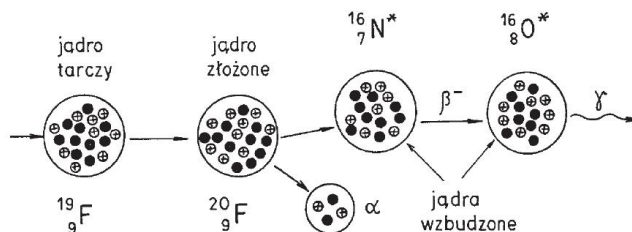
Do detekcji neutronów prędkich wykorzystuje się zwykle ich rozpraszanie sprężyste na jądrach wodoru (protonach). Materiałem tarczowym, umieszczanym wewnątrz jakiegoś detektora gazowego, jest przeważnie polietylen lub parafina. Wpadające do detektora neutrony prędkie wybijają z materiału tarczowego jądra wodoru (protony odrzutu), które jonizują gaz licznika.

Zwróćmy uwagę, że do detekcji neutronów prędkich można też wykorzystać jakikolwiek detektor neutronów termicznych po przesłonięciu go warstwą parafiny o grubości kilku centymetrów. Neutrony prędkie ulegają

w takiej warstwie spowolnieniu i termalizacji na jądrach wodoru, po czym już jako neutrony termiczne mogą być rejestrowane za pomocą któregośkolwiek z opisanych wyżej liczników neutronów termicznych.

5.7.4 Metoda aktywacyjna

Aktywacją nazywamy wytwarzanie sztucznych (nie występujących w przyrodzie) izotopów promieniotwórczych, w wyniku różnych reakcji jądrowych. Przykład takiej reakcji $^{19}\text{F}(n, \alpha) ^{16}\text{N}$, dzięki której tworzy się promieniotwórczy izotop azotu ^{16}N , przedstawiono poglądowo na rys. 5.23.

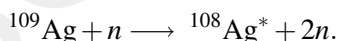


Rys. 5.23. Poglądowa ilustracja zjawiska aktywacji na przykładzie reakcji $^{19}\text{F}(n, \alpha) ^{16}\text{N}$, w wyniku której tworzy się promieniotwórczy izotop azotu ^{16}N

Jeśli w strumień neutronów wstawimy odpowiedni aktywujący się materiał tarczowy, to dzięki zachodzącym w tym materiale reakcjom jądrowym staje się on promieniotwórczy. Aktywność promieniotwórcza wytworzonego w ten sposób izotopu zależy głównie od przekroju czynnego na daną reakcję i od gęstości strumienia neutronów padających na daną tarczę. Stosując identyczne aktywujące się tarcze, przy takim samym czasie aktywacji, można w ten sposób badać przestrzenny rozkład gęstości strumienia neutronów wokół ich źródeł lub we wnętrzu reaktora jądrowego. Dzięki małym rozmiarom aktywujących się tarcz, w postaci krążków lub kulek o średnicy kilku milimetrów, pomiary takie są prawie punktowe.

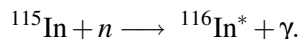
Stosowane w tej metodzie materiały tarczowe muszą spełniać określone warunki dotyczące głównie przekrojów czynnych na aktywację oraz rodzaju promieniowania i czasów połowicznego rozpadu tworzących się izotopów promieniotwórczych. Materiałami tarczowymi najczęściej wykorzystywanymi w tej metodzie są srebro i ind. Mogą to być także na przykład kobalt lub mangan.

W tarczy srebrnej bombardowanej neutronami prędkimi zachodzi reakcja



Tworzący się w ten sposób izotop promieniotwórczy $^{108}\text{Ag}^*$ rozpada się poprzez rozpady beta minus, z towarzyszącą tym rozpadom emisją fotonów gamma o energii około 0,6 MeV, z czasem połowicznego rozpadu około 2,3 minuty.

Z kolei w tarczy indowej następują wychwyty radiacyjne głównie neutronów termicznych, czyli reakcja



Promieniotwórczy izotop $^{116}\text{In}^*$ rozpada się również poprzez rozpady beta minus, z emisją fotonów gamma o kilku różnych energiach w zakresie od około 0,14 MeV do 2,10 MeV. Czas połowicznego rozpadu tego izotopu wynosi około 54 minuty.

Bibliografia

- [1] Aitken D. W.: *Detekcja promieniowania X*. Warszawa, Ośrodek Informacji o Energii Jądrowej 1970. Postępy techniki jądrowej. Seria: Aparatura i technika pomiarowa nr 55 (448)
- [2] Cudny W., Kazimierski A., Pawłowski Z., Sernicki J., Walentek J.: *Liczniki proporcjonalne, konstrukcja, technologia, zastosowanie*. Warszawa, Resortowy Ośrodek Informacji Naukowej, Technicznej i Ekonomicznej Energetyki i Energii Atomowej 1978. Seria: Aparatura i technika pomiarowa nr 81 (628)
- [3] Delaney C. F. G., Finch E.C.: *Radiation detectors – Physical principles and applications*. Oxford. Clarendon Press 1992
- [4] Fünfer E., Neuert H.: *Liczniki promieniowania*. Warszawa, PWN 1960
- [5] Goulding F. S., Mayer J.W., Hollender J.M.: *Detektory półprzewodnikowe*. Warszawa. Ośrodek Informacji o Energii Jądrowej 1970. Postępy techniki jądrowej. Seria: Aparatura i technika pomiarowa nr 54 (447)
- [6] Knoll G. T.: *Radiation detection and measurement*. New York – Chichester – Brisbane – Toronto – Singapore, John Wiley and Sons 1989
- [7] Massalski J. M.: *Detekcja promieniowania jądrowego*. Warszawa, PWN 1959
- [8] Price W. J.: *Detekcja promieniowania jądrowego*. Warszawa, PWT 1960
- [9] Strzałkowski A.: *Wstęp do fizyki jądra atomowego*. Warszawa, PWN 1978

Rozdział 6

Błędy pomiarowe w metodach radiometrycznych

6.1 Uwagi ogólne

Mierzac częstość zliczeń impulsów elektrycznych generowanych w detektorze przez rejestrowane cząstki lub fotony, otrzymujemy określony sygnał pomiarowy, który jest zawsze obciążony pewnym błędem. Wśród różnych źródeł takich błędów można wyróżnić ogólnie dwie główne grupy:

1. fluktuacje statystyczne (*błąd statystyczny*),
2. przypadkowe zakłócenia aparaturowe (*błąd aparaturowy*).

Oprócz takich błędów przypadkowych podlegających rozkładowi statystycznym mogą też występować błędy systematyczne nie podlegające takim rozkładom. Ich źródłami są najczęściej niektóre zjawiska aparaturowe, nieodpowiedni dobór próbek wzorcowych itp.

6.2 Błąd od fluktuacji statystycznych i rozkład Poissona

Przyczynami tego błędu nazywanego potocznie „błędem statystycznym” są:

- fluktuacje statystyczne częstości rozpadów promieniotwórczych zachodzących w źródle promieniowania jądrowego,
- fluktuacje procesów fizycznych zachodzących w materii (próbce) poddanej działaniu promieniowania jądrowego ze źródła promieniotwórczego,
- fluktuacje zachodzących w detektorze zjawisk fizycznych prowadzących do przetwarzania energii rejestrowanych cząstek lub fotonów na impulsy elektryczne,
- fluktuacje niektórych zjawisk zachodzących w aparaturze elektronicznej.

W celu przeanalizowania błędu związanego z fluktuacjami rozpadów promieniotwórczych w źródle trzeba przypomnieć ogólne prawa statystyki, jakim podlegają duże zbiory obiektów lub zdarzeń. Jako przykład weźmy pod uwagę liczny zbiór kul identycznych co do wielkości, z których połowa ma kolor na przykład zielony, a druga – żółty. Załóżmy, że rozmieszczenie kul obu kolorów w tym zbiorze jest całkowicie przypadkowe. Niech p oznacza prawdopodobieństwo tego, że kula wyciągnięta z takiego zbioru przez istotę nie rozróżniającą kolorów będzie kulą zieloną. W takim razie $1 - p$ określa prawdopodobieństwo wyciągnięcia kuli żółtej. Jeśli po pewnym czasie liczba wyciągniętych kul wyniesie X_0 , to można wykazać, iż prawdopodobieństwo $P(x)$, znalezienia się w tej liczbie x kul zielonych jest określone wzorem

$$P(x) = \frac{X_0!}{(X_0 - x)!x!} p^x (1 - p)^{(X_0 - x)}. \quad (6.1)$$

Wzór ten wyraża tak zwany rozkład dwumianowy.

Zamiast wspomnianego zbioru kul weźmy teraz pod uwagę zbiór jąder jakiegoś izotopu promieniotwórczego. Wśród liczby X_0 tych jąder można znowu wyróżnić dwie grupy, a mianowicie grupę A jąder, które w czasie t ulegną rozpadowi (kule zielone) oraz grupę B jąder, które w tym czasie się nie rozpadną (kule żółte). Można znowu wykazać, że prawdopodobieństwo $P(x)$ tego, iż w czasie t ulegnie rozpadowi x jąder, spośród całkowitej liczby X_0 , wyrazi się wzorem

$$P(x) = \frac{X_0!}{(X_0 - x)!x!} (1 - e^{-\lambda t})^x (e^{-\lambda t})^{(X_0 - x)}, \quad (6.2)$$

gdzie: λ – stała rozpadu danego izotopu.

Przyjmijmy dalej następujące założenia:

1. $\lambda t \ll 1$, co oznacza, że czas połowicznego rozpadu $T \propto 1/\lambda$ danego izotopu jest znacznie dłuższy w porównaniu z czasem t naszej obserwacji,
2. $x \ll X_0$, co oznacza, że w czasie t rozpada się tylko nieznaczna część z całkowitej liczby X_0 jąder.

Przy takich założeniach można skorzystać z różnych przybliżeń matematycznych, dzięki którym wzór (6.2) przechodzi w dobrze znany w statystyce rozkład Poissona

$$P(x) = \frac{\bar{x}^x}{x!} e^{-\bar{x}}, \quad (6.3)$$

gdzie:

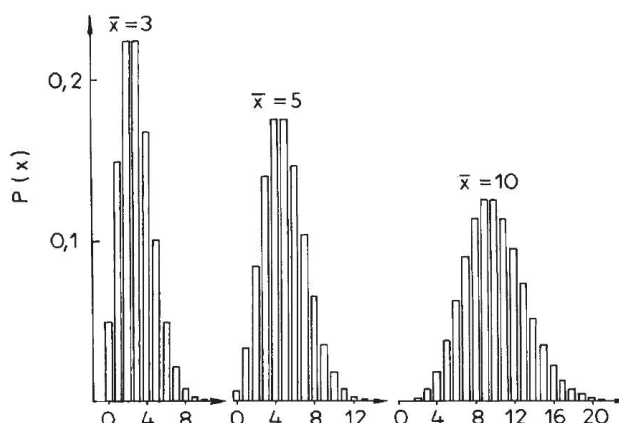
\bar{x} – przeciętna liczba rozpadów promieniotwórczych zachodzących w danym źródle w czasie t określona wzorem

$$\bar{x} = pX_0 = (1 - e^{-\lambda t}) X_0. \quad (6.4)$$

Rozkład Poissona (6.3) z jednym tylko parametrem statystycznym \bar{x} opisuje rozkłady zmiennej losowych zmieniających się skokowo (dyskretnie). W taki właśnie sposób zmieniają się zarówno częstości rozpadów promieniotwórczych, jak i częstości rejestrowanych impulsów.

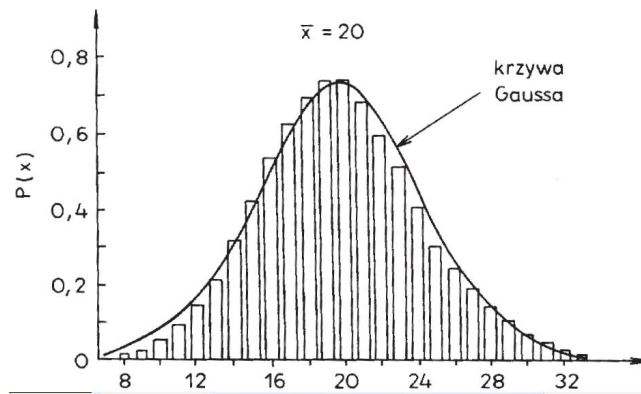
Na rys. 6.1 przedstawiono rozkłady Poissona dla trzech różnych wartości przeciętnych \bar{x} . Zauważmy, że w miarę zwiększania tego parametru rozkład Poissona przechodzi stopniowo w rozkład normalny Gaussa (patrz p. 7.2.4). Porównanie obu tych rozkładów przy wartości przeciętnej $\bar{x} = 20$ pokazano na rys. 6.2.

Stwierdzono, że rozkład Poissona dobrze opisuje rzeczywisty rozkład częstości rozpadów jądrowych już przy liczbie jąder promieniotwórczych $X_0 > 100$ pod warunkiem, że $\lambda t < 0,01$. Warunek ten oznacza, że czas obserwacji jest bardzo krótki w porównaniu z czasem $T_{1/2}$ połowicznego rozpadu danego izotopu.



Rys. 6.1. Rozkłady Poissona dla trzech różnych wartości przeciętnych \bar{x} zmiennej losowej x

W przedstawionych rozważaniach brano pod uwagę wyłącznie fluktuacje statystyczne rozpadów promieniotwórczych zachodzących w źródle promieniowania pierwotnego. Tymczasem, jak już wcześniej wspomniano, na fluktuacje rozpadów nakładają się fluktuacje różnych zjawisk fizycznych zachodzących zarówno w napromieniowywanej materii (badanej próbce), jak i w aparaturze pomiarowej. Można teoretycznie udowodnić,



Rys. 6.2. Porównanie rozkładów Poissona i Gaussa przy wartości przeciętnej $\bar{x} = 20$

że fluktuacje częstości zliczeń rejestrowanych impulsów, wynikające z tych różnych zjawisk, podlegają również rozkładowi Poissona. W praktyce oznacza to, że rejestrując wielokrotnie impulsy z detektora w takich samych warunkach pomiarowych i w takich samych przedziałach czasu otrzymujemy zawsze pewien rozrzut liczby tych impulsów wokół określonej wartości przeciętnej \bar{x} . Prawdopodobieństwo $P(x_i)$ otrzymania z pomiaru liczby impulsów x_i zmniejsza się tym bardziej, im większa jest bezwzględna różnica $|\bar{x} - x_i|$.

Rozrzut wartości mierzonych x_i wokół wartości przeciętnej \bar{x} wyraża się najczęściej przez *odchylenie standardowe* zwane też *dyspersją*. Ścisła definicja tej wielkości będzie podana w p. 7.2.2 w następnym rozdziale. Na razie ograniczmy się do stwierdzenia, że odchylenie standardowe s określa szerokość przedziału $(\bar{x} - s, \bar{x} + s)$ zawierającego pewien określony procent wszystkich wartości x_i .

W przypadku rozkładu Poissona między odchyleniem standardowym s i wartością przeciętną \bar{x} istnieje jednoznaczna zależność

$$s = \sqrt{\bar{x}}. \quad (6.5)$$

W praktyce wzór (6.5) można zastąpić wzorem przybliżonym

$$s = \sqrt{x}, \quad (6.6)$$

gdzie:

x – wartość otrzymana z pojedynczego pomiaru.

Od liczby rozpadów jądrowych zachodzących w jednostkowym przedziale czasu, czyli od aktywności danego źródła promieniotwórczego, zależy natężenie emitowanego przez nie promieniowania, które możemy rejestrować za pomocą jakiegoś licznika. Stąd zamiast liczby rozpadów w źródle interesuje nas w praktyce całkowita liczba N impulsów rejestrowanych w dowolnym określonym przedziale czasu lub liczba tych impulsów rejestrowanych w przedziale czasu jednostkowym (częstość zliczeń J).

Stosując do tych wielkości pomiarowych wzór (6.6), otrzymujemy zależności wykorzystywane powszechnie w praktyce

$$s(N) = \sqrt{N}, \quad (6.7)$$

$$s(J) = \frac{s(N)}{t} = \frac{\sqrt{N}}{t} = \frac{\sqrt{Jt}}{t} = \sqrt{\frac{J}{t}}, \quad (6.8)$$

gdzie:

$s(N)$, $s(J)$ – odchylenia standardowe odpowiedniej liczby zliczeń N
i częstości zliczeń J impulsów,

t – czas pomiaru.

Ze wzorów (6.7) i (6.8) korzysta się często w praktyce radiometrycznej do szacowania statystycznych błędów pomiarów zarówno całkowitej liczby N impulsów zarejestrowanych w dowolnym czasie, jak i ich częstości zliczeń J .

W praktyce posługujemy się często względnym odchyleniem standardowym $s_r(N)$ zarejestrowanej liczby impulsów. Z definicji jest to stosunek odchylenia standardowego mierzonej wielkości do jej wartości przeciętnej

$$s_r(N) \stackrel{\text{def}}{=} \frac{s(N)}{N} \approx \frac{s(N)}{N}. \quad (6.9)$$

Korzystając z definicji (6.9) i zależności (6.6) w odniesieniu do liczby impulsów N otrzymujemy

$$s_r(N) = \frac{s(N)}{N} = \frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}}. \quad (6.10)$$

Jak widać ze związku (6.10), względne odchylenie standardowe pomiaru liczby N impulsów zmniejsza się w miarę zwiększania tej liczby. Z tego względu w praktyce staramy się zawsze tak dobierać czas pomiaru, aby liczba zarejestrowanych impulsów wynosiła co najmniej 10^4 . Wartość względnego odchylenia standardowego $s_r(N)$ nie przekracza wtedy około 0,01 (1%).

W metodach radiometrycznych zachodzi często potrzeba pomiaru nie jednej, lecz kilku różnych częstości zliczeń, które następnie należy zsumować algebraicznie, to znaczy odjąć lub dodać. Korzystamy wtedy z ogólnego twierdzenia teorii błędów, które można sformułować w sposób następujący: jeśli n niezależnych zmiennych o odchyleniach standardowych s_i wiąże się ze sobą przez operację dodawania lub odejmowania, to odchylenie standardowe s wyniku tej operacji jest dane wzorem

$$s = \sqrt{s_1^2 + s_2^2 + \dots + s_n^2}. \quad (6.11)$$

Przykład

Załóżmy, że wykonaliśmy pomiar liczby impulsów pochodzących od jakiegoś promieniowania w czasie $t_1 = 2$ minuty, otrzymując liczbę $N_1 = 16900$ impulsów. Następnie zmierzylśmy tło, otrzymując w czasie $t_2 = 5$ minut liczbę $N_2 = 10000$ impulsów.

Korzystając ze wzoru (6.8), obliczamy odchylenia standardowe odpowiednich częstości zliczeń

$$s_1(J_1) = \frac{\sqrt{16900}}{2} = 65 \text{ imp/min};$$

$$s_2(J_2) = \frac{\sqrt{10000}}{5} = 20 \text{ imp/min}.$$

Odchylenie standardowe różnicy zmierzonych częstości zliczeń otrzymamy ze wzoru (6.11)

$$s = \sqrt{s_1^2 + s_2^2} = \sqrt{65^2 + 20^2} = 68 \text{ imp/min}.$$

Ostateczny wynik pomiaru będzie więc następujący

$$J_1 - J_2 = \left(\frac{16900}{2} - \frac{10000}{5} \right) \pm 68 = (6450 \pm 68) \text{ imp/min}.$$

Oprócz różnicy, inną wielkością wykorzystywaną również często w metodach radiometrycznych jest iloraz dwóch mierzonych częstości zliczeń. W takich przypadkach obowiązuje kwadratowe sumowanie się względnych odchylen standardowych, to znaczy

$$s_r = \sqrt{s_{r1}^2 + s_{r2}^2}. \quad (6.12)$$

Przykład

Załóżmy, że w wyniku pomiarów częstości zliczeń impulsów pochodzących na przykład od fluorescencyjnego promieniowania próbki analizowanej i kontrolnej otrzymaliśmy wartości

$$J_1 = (1000 \pm 32) \text{ imp/min};$$

$$J_2 = (400 \pm 20) \text{ imp/min}.$$

Odpowiednie wartości względnych odchylen standardowych wynoszą zatem:

$$\begin{aligned}s_{r_1} &= \frac{32}{1000} = 0,032; \\ s_{r_21} &= \frac{20}{400} = 0,05.\end{aligned}$$

Zgodnie ze wzorem (6.12) względne odchylenie standardowe ilorazu J_1/J_2 obliczamy w sposób następujący

$$s_r(J_1/J_2) = \sqrt{0,032^2 + 0,05^2} \approx 0,06.$$

A zatem jako ostateczny wynik pomiaru otrzymujemy

$$J_1/J_2 = \frac{1000}{400} \pm \left(\frac{1000}{400} \cdot 0,06 \right) = 2,5 \pm 0,15.$$

W ogólnym przypadku kiedy wielkością mierzoną jest określona funkcja n zmiennych niezależnych $f(J_1, J_2, \dots, J_n)$, jej odchylenie standardowe można obliczyć, korzystając z *prawa przenoszenia błędów przypadkowych*, które mówi że

$$s = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial J_1}\right)^2 s_1^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial J_2}\right)^2 s_2^2 + \dots + \left(\frac{\partial f}{\partial J_n}\right)^2 s_n^2}, \quad (6.13)$$

gdzie:

s_1, s_2, \dots, s_n – odchylenia standardowe poszczególnych zmiennych J_1, J_2, \dots, J_n .

Wzór (6.13) otrzymuje się w wyniku rozwinięcia danej funkcji $f(J_1, J_2, \dots, J_n)$ w szereg Taylora dookoła punktu o współrzędnych równych wartościom przeciętnym poszczególnych zmiennych. Ograniczamy się tu do wyrazów pierwszego rzędu. Trzeba przy tym założyć, że zmienne te mają taki charakter, iż ich wartości mierzone skupiają się wokół odpowiadających im wartości przeciętnych. W przypadku pomiarów częstości zliczeń impulsów założenie to jest spełnione, ponieważ mierzone częstości podlegają, jak już wiemy rozkładowi Poissona, którego dobrym przybliżeniem jest symetryczny rozkład Gaussa.

6.3 Błędy aparaturowe

6.3.1 Niestabilności parametrów aparatury elektronicznej

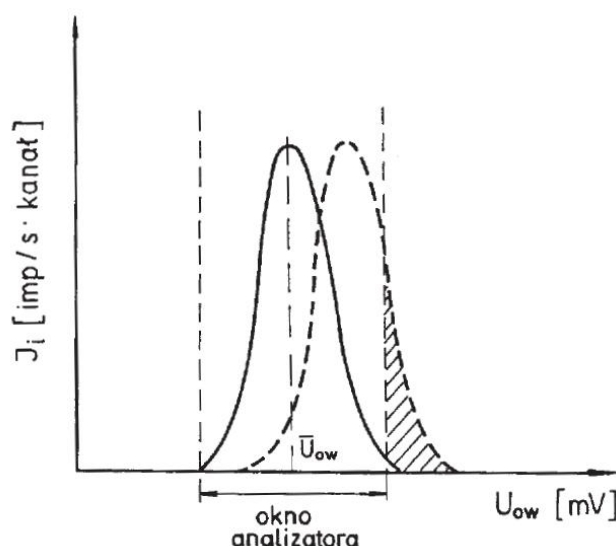
W każdej aparaturze elektronicznej występują różne zjawiska prowadzące do zakłócania rejestrowanych sygnałów wyjściowych, na przykład częstości zliczeń impulsów. Zakłócenia te mogą mieć charakter zarówno fluktuacyjny, jak i systematyczny. Wśród różnych źródeł takich zakłóceń można wyróżnić:

- zakłócenia wewnętrzne,
- zakłócenia wymuszone przez czynniki zewnętrzne.

Stołość w czasie poszczególnych parametrów aparatury zależy zarówno od jakości jej elementów, na przykład tranzystorów, jak i technologii montażu całego układu.

Amplituda impulsu napięcia generowanego przez cząstkę jonizującą o określonej energii zależy nie tylko od parametrów samego detektora, na przykład jego współczynnika wzmocnienia gazowego, lecz także od różnych parametrów aparatury elektronicznej, w której zachodzi dalsze wzmacnianie i formowanie impulsów.

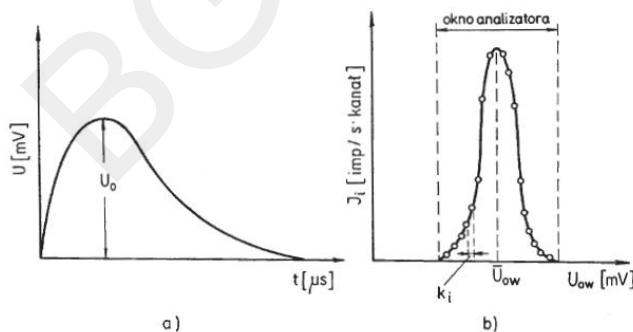
Jeśli skutek jakichkolwiek zakłóceń aparaturowych nastąpi zmiana amplitudy impulsu, to może się on znaleźć poza ustalonymi granicami (progami dyskryminacji) *okna* analizatora. W rezultacie taki impuls nie zostanie zarejestrowany w tym oknie. Oznacza to zmianę mierzonej częstości zliczeń impulsów, czyli zakłócenie sygnału pomiarowego dostarczającego nam informacji o natężeniu promieniowania (strumieniu danych cząstek lub fotonów) padającego na detektor. Tego rodzaju przesunięcie piku, względem ustalonego okna analizatora, w widmie amplitudowym impulsów napięcia przedstawiono na rys. 6.3.



Rys. 6.3. Przesunięcie *piku* w widmie amplitudowym impulsów względem ustalonego *okna* analizatora; impulsy o amplitudach przekraczających górną granicę (próg dyskryminacji) okna nie zostaną zarejestrowane (zakresowana część powierzchni piku); J_i – częstości zliczeń rejestrowane w poszczególnych wąskich kanałach analizatora w zakresie jego okna; U_{ow} – amplitudy impulsów napięcia na wyjściu wzmacniacza; \bar{U}_{ow} – wartość przeciętna amplitudy tych impulsów

Zauważmy, że jedną z przyczyn przesuwania się *piku* względem ustalonego *okna* analizatora może być niestabilność napięcia pracy licznika, od czego silnie zależy jego współczynnik wzmacnienia. Dlatego napięcie pracy liczników powinno być stabilizowane z dokładnością do co najmniej 0,1%.

Dla porównania omawianych pojęć, narys. 6.4 przedstawiono czasowy kształt impulsu napięcia generowanego w obwodzie licznika (rys. 6.4a) oraz *pik* w widmie amplitudowym takich impulsów na wyjściu wzmacniacza elektronicznego.



Rys. 6.4. Porównanie pojęć pojedynczego impulsu napięcia o amplitudzie U_0 (a) oraz *piku* w widmie amplitudowym takich impulsów na wyjściu wzmacniacza (b): \bar{U}_{ow} – wartość przeciętna amplitud U_{ow} ; J_i – częstości zliczeń rejestrowane w wąskich kanałach k_i analizatora

6.3.2 Starzenie się liczników

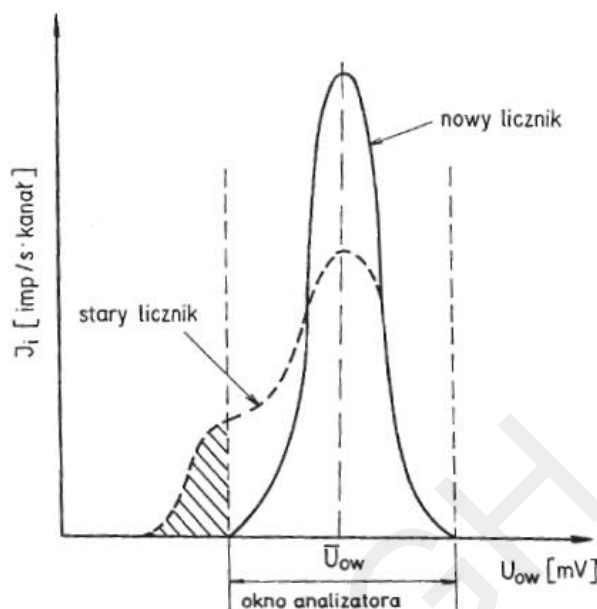
Przez starzenie się liczników (detektorów) promieniowania jądowego rozumie się różne procesy zachodzące z biegiem czasu w tych licznikach prowadzące do zmian kształtu *piku* w widmie amplitudowym rejestrowanych impulsów oraz zmian częstości zliczeń tych impulsów.

Proces starzenia się gazowych liczników proporcjonalnych wynika ze zmniejszania się w nich zawartości par gaszących wskutek fotodysocjacji ich cząsteczek. Równocześnie cząsteczki tych par i ich fragmenty osadzają się z biegiem czasu na drucie anody, powodując lokalne zróżnicowanie jej grubości. Pociąga to za sobą deformacje pola elektrycznego w pobliżu anody, co z kolei jest przyczyną zniekształceń *piku* widmowego.

W efekcie końcowym prowadzi to do zmniejszenia częstości zliczeń mierzonych w danym *oknie* analizatora. Tego rodzaju efekt zniekształcenia piku widmowego pokazano na rys. 6.5.

W niektórych licznikach proporcjonalnych wskutek ich wad technologicznych, może także zachodzić dyfuzja gazu przez okienko. Powoduje to powolną zmianę współczynnika wzmocnienia gazowego.

Z kolei starzenie się liczników scyntylacyjnych wiąże się głównie z zachodzącym z biegiem czasu matowieniem scyntylatorów, czyli pogarszaniem się ich przezroczystości dla wytwarzanych w nich fotonów światła.



Rys. 6.5. Zniekształcenie piku w widmie amplitudowym impulsów spowodowane starzeniem się licznika proporcjonalnego: impulsy o amplitudach nie mieszczących się w zakresie okna analizatora nie zostaną zarejestrowane (obszar zakresowany)

6.3.3 Gubienie impulsów

Innym zjawiskiem charakterystycznym dla elektronicznej aparatury radiometrycznej jest „gubienie” impulsów. Zjawisko to występuje przy dużych częstościach zliczeń, a jego przyczyną jest tak zwany *czas martwy* (*dead time*) zestawu pomiarowego. Z definicji jest to najmniejszy przedział czasu po zarejestrowaniu impulsu, w ciągu którego aparatura nie jest w stanie zarejestrować impulsu następnego. Wynika to zarówno z ograniczonej czasowej zdolności rozdzielczej licznika, jak i skończonego czasu potrzebnego na wzmocnienie i dalsze formowanie impulsu w poszczególnych blokach aparatury elektronicznej.

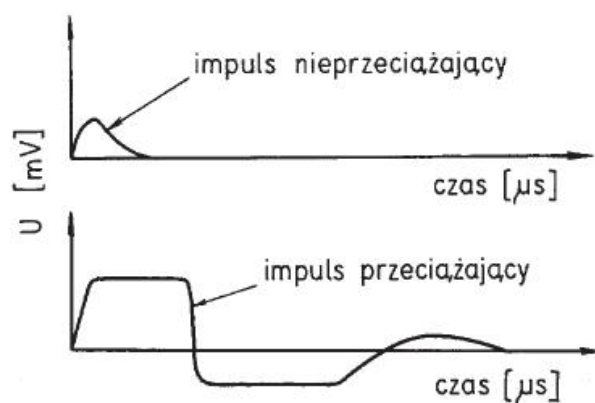
Zależność między częstością zliczeń otrzymywaną z pomiaru (J) i rzeczywistą (prawdziwą J_p), przy czasie martwym τ można wyrazić wzorem

$$J = J_p \frac{1}{1 + \tau J_p} \quad (6.14)$$

Różnicę między czasem pomiaru i czasem martwym aparatury określamy jako tak zwany *czas żywy* (*live time*).

Gubienie impulsów może następować nie tylko przy dużych częstościach, lecz także przy *przeciążeniu amplitudowym* (przesterowaniu) wzmacniacza. Oznacza to znaczne poszerzenie w czasie wzmacnianych impulsów o stosunkowo dużych amplitudach wejściowych. Przeciążenie polega na tym, że impulsy o amplitudach przekraczających pewną wartość nie są już wzmacniane liniowo, to znaczy proporcjonalnie do ich amplitud początkowych. Pojawienie się na wejściu wzmacniacza impulsu przeciążającego powoduje na wyjściu dwa efekty, a mianowicie *dystorsję* (zniekształcenie) amplitudy wynikającą z wyjścia poza zakres liniowości wzmacniacza oraz *przerzut ujemny* o długim czasie powrotu do linii zerowej. Zjawiska te przedstawiono na rys. 6.6.

Jeśli w krótkim odstępie czasu po impulsie przeciążającym pojawi się na wejściu wzmacniacza następny impuls, to może on nie zostać zarejestrowany w danym oknie analizatora. Trzeba przy tym wyróżnić dwa możliwe przypadki, a mianowicie:



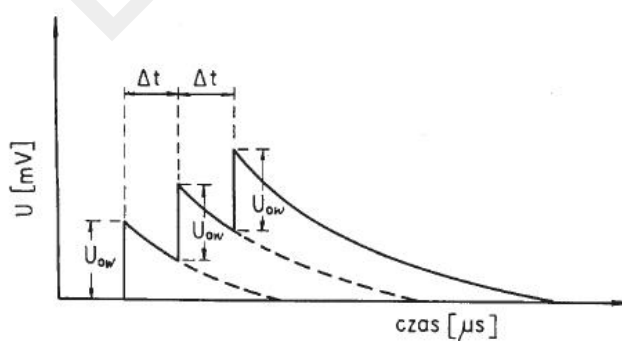
Rys. 6.6. Ilustracja przeciężenia amplitudowego (przesterowania) wzmacniacza

- 1) nałożenie się wspomnianego impulsu na początkową dodatnią część impulsu przeciążającego, co powoduje, iż drugi impuls nie pojawia się w ogóle na wyjściu wzmacniacza (zjawisko gubienie impulsów),
- 2) nałożenie się impulsu na przerzut impulsu przeciążającego nie prowadzące wprawdzie do zgubienia impulsu, jednakże powodujące zmianę jego amplitudy wskutek przesunięcia linii zerowej. Impuls o tak zmienionej amplitudzie może już wykraczać poza granice *okna* analizatora, co oznacza, że nie będzie on zarejestrowany w tym *oknie*.

Reasumując można stwierdzić, że impulsy przeciążające powodują znaczne wydłużanie czasu martwego w określonym oknie analizatora amplitudy impulsów (spektrometru).

6.3.4 Inne zjawiska częstotściowe

Zjawiskiem prowadzącym również do zależności amplitudy impulsów od ich częstości jest *spiętrzanie* czyli częściowe nakładanie się impulsów (*pile-up effect*). Na rys. 6.7 przedstawiono takie spiętrzenie trzech impulsów o takich samych amplitudach U_{ow} i takich samych odstępach czasowych Δt . W rzeczywistym przypadku impulsów rozrzuconych stochastycznie w czasie ich spiętrzenie prowadzi do tworzenia się pewnego „tła amplitudowego” o średniej wartości ΔU_{ow} przesuniętej w górę w stosunku do rzeczywistej linii zerowej. Tego rodzaju efekt pokazano na rys. 6.8.



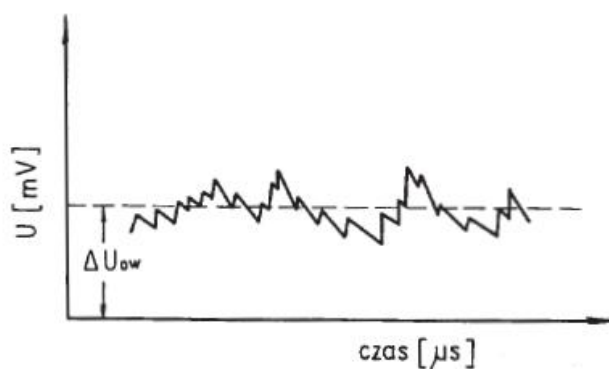
Rys. 6.7. Spiętrzenie impulsów o takich samych amplitudach U_{ow} i takich samych odstępach czasowych Δt (*pile-up effect*)

W praktyce zjawisko to może odgrywać istotną rolę wtedy, kiedy częstości J impulsów są tak duże, że nie jest już spełniony warunek

$$J\tau_0 \ll 1, \quad (6.15)$$

gdzie: τ_0 – średni czas trwania impulsu.

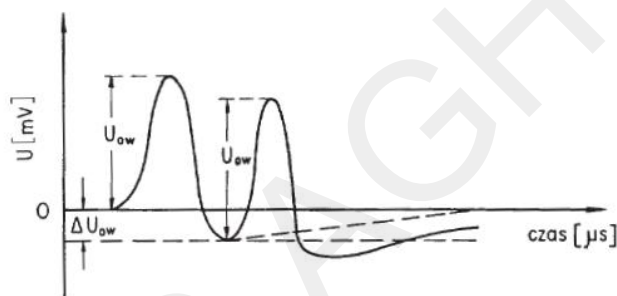
Inaczej mówiąc zjawisko spiętrzenia występuje wtedy, kiedy odstępów czasowych między kolejnymi impulsami są mniejsze od rozciągłości czasowej impulsu, wskutek czego impulsy te wzajemnie na siebie zachodzą.



Rys. 6.8. Ilustracja efektu spiętrzania impulsów o stochastycznym rozrzucie odstępów czasowych i dużej częstotliwości

Zjawisko to występuje w obwodach wejściowych przedwzmacniaczy i wzmacniaczy.

Skutecznym sposobem redukującym ten efekt jest stosowanie układów różniczkujących, dzięki którym następuje znaczne skrócenie czasów trwania impulsów. Różniczkowanie impulsów prowadzi jednak do pojawienia się długich ujemnych przerzutów (*undershoot*), co pokazano na rys. 6.9.



Rys. 6.9. Nakładanie się impulsów z ujemnymi przerzutami - prowadzące do przesunięcia w dół linii zerowej amplitudy (*base line shift*)

Opisane wyżej zjawiska częstotściowe polegające na spiętrzaniu impulsów, przesuwaniu się linii zerowej oraz jej fluktuacjach prowadzą do zniekształceń i dodatkowego poszerzenia pików w widmami amplitudowych impulsów o określonych amplitudach rzeczywistych U_{ow} . Wskutek tych zniekształceń część generowanych w liczniku impulsów może już nie wchodzić w zakres *okna* analizatora. Impulsy takie nie zostają więc zarejestrowane.

Zniekształcenie pików spowodowane przez opisane wyżej zjawiska pokazano na rys. 6.10.

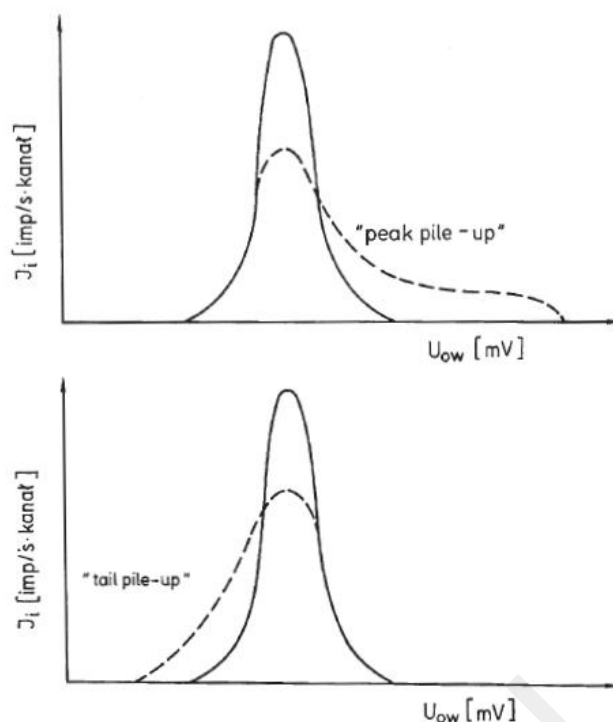
6.3.5 Zakłócenia wymuszone przez warunki zewnętrzne

Zmiana warunków zewnętrznych, głównie temperatury, ma znaczny wpływ na niektóre parametry zestawu spektrometrycznego, w szczególności na parametry samego licznika. Na przykład współczynnik wzmocnienia gazowego w licznikach proporcjonalnych może się zmieniać o około 0,2% przy zmianie temperatury o 1 K. Jeszcze większą czułość termiczną wykazują liczniki scyntylacyjne.

Aby uniknąć tego rodzaju zakłóceń, w niektórych spektrometrach przeznaczonych do pracy w zmiennych warunkach termicznych stosuje się tak zwane stabilizatory pików. Urządzenia te działają na zasadzie sprzężenia zwrotnego, utrzymując pik w granicach ustalonego *okna* analizatora niezależnie od temperatury.

6.3.6 Sposoby eliminacji błędów aparaturowych

Wskutek opisanych wyżej zjawisk zakłócających zachodzących w aparaturze do błędu statystycznego dodaje się zawsze pewien błąd aparaturowy. Wśród sposobów eliminacji różnych zakłóceń aparaturowych można wyróżnić:



Rys. 6.10. Zniekształcenia piku spowodowane przez zjawiska typu *peak pile-up* i *tail pile-up*

- utrzymywanie stałych warunków zewnętrznych, zwłaszcza temperatury,
- stosowanie dodatkowych stabilizujących układów elektronicznych,
- korzystanie z próbki kontrolnej (*standardu*).

Ostatni z wymienionych sposobów polega na tym, że co pewien czas powtarza się w identycznych warunkach pomiar częstości zliczeń impulsów generowanych w liczniku przez promieniowanie pochodzące z tego samego źródła. W rentgenowskiej analizie fluorescencyjnej takim źródłem jest zwykle próbka metalowa, w której wzbudza się w określonych warunkach atomy danego pierwiastka, powodując emisję wtórnego promieniowania fluorescencyjnego. Wszystkie częstości zliczeń impulsów J mierzone dla próbek analizowanych dzieli się przez częstość zliczeń J_s otrzymywaną dla próbki kontrolnej (*standardu*). Tak otrzymywane wartości pomiarowe $R = J/J_s$ są już niezależne od zachodzących powoli zmian różnych parametrów aparatury, a także aktywności stosowanego izotopu promieniotwórczego, jako źródła promieniowania pierwotnego.

Praktyczna metoda umożliwiająca sprawdzenie czy występuje znaczący błąd aparaturowy polega też na wielokrotnym powtarzaniu (20–30 razy) pomiaru częstości zliczeń J_i w identycznych warunkach pomiarowych. Z otrzymanych wyników obliczamy wartość średnią \bar{J} oraz odchylenie standardowe $s(J)$, korzystając ze wzoru (7.7) podanego w p. 7.2.2. Tak otrzymaną wartość $s(J)$ porównujemy z wartością teoretyczną $s(J) = \sqrt{\bar{J}}$ wynikającą z rozkładu Poissona (wzór (6.8) w p. 6.2). Jeśli wartości $s(J)$ obliczone z obu wzorów są w przybliżeniu takie same, świadczy to o tym, iż nie występują znaczące błędy aparaturowe nie podlegające rozkładowi statystycznemu.

Bibliografia

- [1] Brandt S.: *Metody statystyczne i obliczeniowe analizy danych*. Warszawa, PWN 1974
- [2] Korbel K.: *Elektronika jądrowa*. Część II. Skrypt uczelniany AGH nr 466, 1975 (1 wyd.), Nr 971, 1985 (2 wyd.)
- [3] Kowalski K.: *Nuclear electronics*. Berlin, Springer - Verlag 1970
- [4] Price W. J.: *Detekcja promieniowania jądrowego*. Warszawa, PWT 1960
- [5] Strzałkowski A., Śliżyński A.: *Matematyczne metody opracowywania wyników pomiarów*. Warszawa, PWN 1969
- [6] *Teoria pomiarów*. Red. H. Szydłowski. Warszawa, PWN 1974

Rozdział 7

Statystyczne metody opracowywania danych pomiarowych

7.1 Uwagi wstępne

Wskutek występowania różnego rodzaju błędów, dla poprawnego przedstawienia końcowego wyniku pomiarów nie wystarcza podanie jednej liczby x wyrażającej ilościowo mierzoną wielkość. Liczba taka nie zawiera bowiem żadnej informacji o dokładności przeprowadzonych pomiarów. W związku z tym należy określić wartość błędu przypadkowego Δx z równoczesnym oszacowaniem prawdopodobieństwa (*poziomu ufności*), z jakim nieznana wartość prawdziwa mierzonej wielkości będzie się mieścić w określonym przedziale $x \pm \Delta x$. Należy też pamiętać, że oprócz błędów przypadkowych mogą równocześnie występować błędy systematyczne wymagające także oszacowania.

7.2 Rozkłady statystyczne i ich parametry

Jak już wiemy z p.6.1, mierzone częstości zliczeń impulsów mają charakter dyskretnej (skokowej) zmiennej losowej. Wartości x_i tej zmiennej otrzymane w identycznych warunkach pomiarowych wykazują zawsze pewien rozkład (rozrzut) wokół *wartości przeciętnej* \bar{x} . Znajomość rozkładu danej zmiennej zawiera pełną informację statystyczną dotyczącą tej zmiennej. Jednakże ze względów praktycznych, zamiast całego rozkładu statystycznego, wygodniej jest posługiwać się tylko pewnymi parametrami charakteryzującymi dany rozkład. Parametrem rozkładu nazywamy liczbę, która w jakiś sposób charakteryzuje zbiór wartości x_i , jakie może przyjmować dana zmienna losowa. Odpowiedni dobór takich parametrów umożliwia pełne odwzorowanie rozkładu danej zmiennej.

7.2.1 Wartość przeciętna

Podstawowym parametrem rozkładu charakteryzującym zmienną losową x jest jej *wartość przeciętna* \bar{x} . Dla zmiennej skokowej o skończonej liczbie n wartości x_i parametr ten równa się średniej arytmetycznej wszystkich tych wartości, to znaczy

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i. \quad (7.1)$$

Obliczona w ten sposób średnia \bar{x} jest wartością tylko szacunkową (*estymatorem*) nieznanej wartości prawdziwej μ , jaką byśmy otrzymamy z tak zwanej próby generalnej, to znaczy w wyniku przeprowadzenia nieskończonej liczby pomiarów. A zatem

$$\mu = \lim_{n \rightarrow \infty} \bar{x}. \quad (7.2)$$

7.2.2 Wariancja i odchylenie standardowe

Drugim parametrem rozkładu określającym rozrzut (rozproszenie) zmiennej losowej x wokół jej wartości przeciętnej jest *wariancja* V . W przypadku zmiennej skokowej wielkość tę definiujemy wzorem

$$V \stackrel{\text{def}}{=} \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\bar{x} - x_i)^2. \quad (7.3)$$

Jak widać, wartość wariancji równa się średniemu kwadratowi odchyłeń $e_i = \bar{x} - x_i$ poszczególnych wartości mierzonych x_i od wartości przeciętnej (średniej).

Parametrem o większym znaczeniu praktycznym jest *odchylenie standardowe* s , zwane inaczej *dyspersją*, o wymiarze danej zmiennej losowej. Wielkość ta zdefiniowana jest jako pierwiastek kwadratowy z wariancji

$$s \stackrel{\text{def}}{=} \sqrt{V}. \quad (7.4)$$

Po podstawieniu tu wzoru (7.3) otrzymujemy

$$s = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\bar{x} - x_i)^2}{n}}. \quad (7.5)$$

Zauważmy znowu, że prawdziwe wartości wariancji i odchylenia standardowego można by było uzyskać tylko z próby generalnej, to znaczy w wyniku przeprowadzenia nieskończonej liczby pomiarów wartości x_i . Między wartością prawdziwą σ odchylenia standardowego a jego estymatorem s zachodzi więc związek

$$\sigma = \lim_{n \rightarrow \infty} s. \quad (7.6)$$

Przy małej liczbie pomiarów ($n < 100$) wartość s wykazuje tendencję do zaniżania w stosunku do wartości σ . W związku z tym w praktyce przy obliczaniu odchylenia standardowego s posługujemy się wzorem

$$s = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\bar{x} - x_i)^2}{n-1}}. \quad (7.7)$$

Wyraz $n-1$ określający liczbę tak zwanych *stopni swobody* ma tu swoje ścisłe uzasadnienie teoretyczne, wyjaśnione między innymi w pracach [2] i [6]. Przez liczbę stopni swobody rozumie się liczbę niezależnych danych pomiarowych wykorzystanych do obliczenia szacunkowej wartości danego parametru statystycznego. Przy obliczaniu odchylenia standardowego liczba ta wynosi $(n-1)$, ponieważ we wzorze (7.7) występuje również wartość średnia \bar{x} określona wzorem (7.1). Wartość ta stanowi tu więc jedną z danych pomiarowych. Znajomość średniej \bar{x} oraz $(n-1)$ dowolnych wartości mierzonych x_i określa już jednoznacznie pozostałą n -tą wartość należącą do tego zbioru.

Numeryczne obliczanie wyrażenia $\sum (\bar{x} - x_i)^2$ występującego w ostatnich wzorach może być w praktyce uciążliwe. Ponadto wartość średniej \bar{x} musimy zwykle zaokrąglić do takiej liczby miejsc, do jakiej określone są wartości mierzone x_i . Zaokrąglenie takie ma pewien wpływ na obliczaną wartość s . Z powyższych względów w praktyce korzysta się często z następującego przekształcenia

$$\sum (\bar{x} - x_i)^2 = \sum x_i^2 - \frac{1}{n} (\sum x_i)^2 = \sum x_i^2 - n\bar{x}^2, \quad (7.8)$$

gdzie: \bar{x} – oznacza niezaokrągloną wartość średnią.

7.2.3 Odchylenie standardowe średniej

Przypomnijmy, że odchylenie standardowe s określa rozrzut pojedynczych wartości x_i wokół wartości przeciętnej \bar{x} , którą można oszacować na podstawie wyników serii pomiarów. Powtarzając k -krotnie takie serie i obliczając dla każdej z nich odpowiednią wartość przeciętną (średnią) \bar{x}_j , otrzymujemy ciąg różnych wartości przeciętnych $\bar{x}_1, \bar{x}_2, \dots, \bar{x}_k$ wykazujących również pewien rozkład (rozrzut) wokół wartości przeciętnej $\bar{\bar{x}}$ tych

średnich. Parametrem tego rozkładu jest *odchylenie standardowe średniej* $s(\bar{x})$, przy czym można udowodnić, że parametr ten jest określony wzorem

$$s(\bar{x}) = \frac{1}{\sqrt{n}} s, \quad (7.9)$$

gdzie:

- n – liczba pomiarów, na podstawie których obliczono daną średnią \bar{x}_j ,
należącą do zbioru wartości $\bar{x}_1, \dots, \bar{x}_k$,
- s – odchylenie standardowe zmiennej x obliczone na podstawie pojedynczej serii pomiarów ze wzoru (7.7).

Podstawiając wzór (7.7) do (7.9), otrzymujemy

$$s(\bar{x}) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\bar{x} - x_i)^2}{n(n-1)}}. \quad (7.10)$$

7.2.4 Rozkład normalny Gaussa

O rozkładzie normalnym Gaussa wspominaliśmy już w p. 6.2, przy określaniu błędu statystycznego pomiarów częstości zliczeń impulsów. Pokazano tam, że dla dużej liczby pomiarów rozkład normalny stanowi dobre przybliżenie rozkładu Poissona.

Ogólnie można powiedzieć, że dla dowolnej zmiennej losowej x jej rozkład dąży do rozkładu normalnego wtedy, kiedy liczba n pomiarów tej zmiennej dąży do nieskończoności. Jest to tak zwane *centralne twierdzenie graniczne*.

W praktyce można przyjąć, że już dla liczby $n > 30$ każda zmienna losowa podlega w przybliżeniu rozkładowi normalnemu o dwóch niezależnych parametrach szacunkowych \bar{x} i s . W granicy kiedy $n \rightarrow \infty$ wartości szacunkowe tych parametrów dąży do ich wartości prawdziwych μ i σ , a funkcja wyrażająca rozkład normalny Gaussa przyjmuje postać

$$P(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\mu - x)^2}{2\sigma^2} \right]. \quad (7.11)$$

Podkreślmy jeszcze raz, że niezależność parametrów μ i σ , a więc także ich estymatorów \bar{x} i s , oznacza, iż na ogół nie istnieje tu związek $s = \sqrt{\bar{x}}$, jaki zachodził w przypadku pomiarów częstości zliczeń podlegających rozkładowi Poissona. A zatem w ogólnym przypadku dowolnej zmiennej oba parametry rozkładu muszą być obliczane niezależnie ze wzorów (7.1) i (7.7).

7.2.5 Rozkład Studenta

Często w praktyce nie dysponujemy tak dużą liczbą danych pomiarowych, które podlegałyby już z dostatecznym przybliżeniem rozkładowi normalnemu. W takich przypadkach użyteczna staje się teoria statystyczna opracowana przez W. Gosseta, który swe prace publikował pod pseudonimem „Student”.

W rozkładzie Studenta zmienną losową jest wielkość t określona wzorem

$$t = \frac{\bar{x} - \mu}{s}, \quad (7.12)$$

gdzie: μ – wartość prawdziwa zmiennej losowej x o wartości przeciętnej \bar{x} i odchyleniu standardowym s .

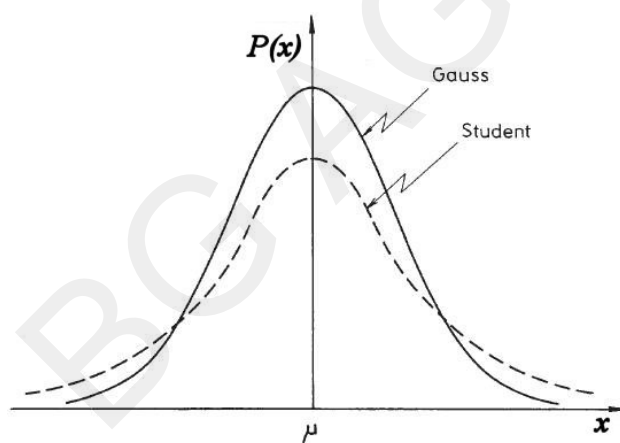
Porównanie rozkładów Studenta i Gaussa przedstawiono na rys. 7.1. Jak widać, rozkład Studenta charakteryzuje się większym udziałem stosunkowo dużych odchyłeń od wartości przeciętnej, przy równoczesnym, względnie małym udziale odchyłeń mniejszych. Ze wzrostem liczby pomiarów rozkład Studenta przechodzi w rozkład normalny.

Poniżej przedstawimy wykorzystanie rozkładu Studenta do szacowania *przedziałów ufności* lub *precyzji* (powtarzalności) pomiarów przy małych liczbach danych pomiarowych.

7.2.6 Przedziały ufności; precyzja

Przypomnijmy jeszcze raz, że wskutek występowania różnych błędów przypadkowych wyniki powtarzalnych n -krotnie pomiarów danej wielkości wykazują zawsze pewien rozrzut (rozproszenie). Inaczej mówiąc, wyniki te nie są nigdy idealnie powtarzalne (precyzyjne). W tej sytuacji wartość prawdziwa μ mierzonej wielkości pozostaje nieznana, a zatem można ją tylko szacować. Wielkością stanowiącą najlepsze oszacowanie wartości μ jest, jak już wiemy, średnia arytmetyczna \bar{x} zdefiniowana wzorem (7.1). Jest to tak zwane *szacowanie punktowe*, w którym wartość szacunkową wyrażamy za pomocą jednej tylko liczby otrzymanej z pomiarów. Takie szacowanie nie daje żadnej informacji o precyzji (powtarzalności) podanego wyniku, to znaczy o szerokości przedziału grupującego określony procent wszystkich wyników otrzymywanych przy wielokrotnym powtarzaniu danego pomiaru. Zachodzi zatem potrzeba szacowania także szerokości takiego przedziału. Jednym z tego rodzaju *szacowań interwałowych* jest wspomniany już *przedział ufności*. W praktyce, zwłaszcza chemicznej, zastępujemy go często terminem *precyzja* lub *powtarzalność* pomiarów, określającym tak samo rozrzut poszczególnych wyników wokół wartości średniej.

W celu dokładniejszego zdefiniowania przedziałów ufności wróćmy do pojęcia odchylenia standardowego s występującego we wzorze (7.11) wyrażającym funkcję rozkładu Gaussa. Różniczkując dwukrotnie tę funkcję i przyrównując drugą pochodną do zera, można stwierdzić, że odchylenie standardowe σ jest to „odległość” (w jednostkach danej wielkości x) między wartością prawdziwą μ , a punktem przegięcia krzywej rozkładu $P(x)$. Przedstawiono to na rys. 7.2 Z kolei całkując funkcję $P(x)$ w granicach od $-\sigma$ do $+\sigma$ oraz od $-\infty$ do $+\infty$, można wykazać, że stosunek powierzchni zakreskowanej narys. 7.2 do całkowitej powierzchni pod krzywą $P(x)$ wyraża się liczbą 0,682. Oznacza to, że tyle wynosi prawdopodobieństwo, z jakim otrzymana w wyniku pojedynczego pomiaru wartość x_i będzie się mieścić w przedziale $\mu \pm \sigma$. Inaczej mówiąc, przy liczbie pomiarów $n \rightarrow \infty$ około 68,2% ich wyników znajdzie się wewnątrz takiego przedziału.



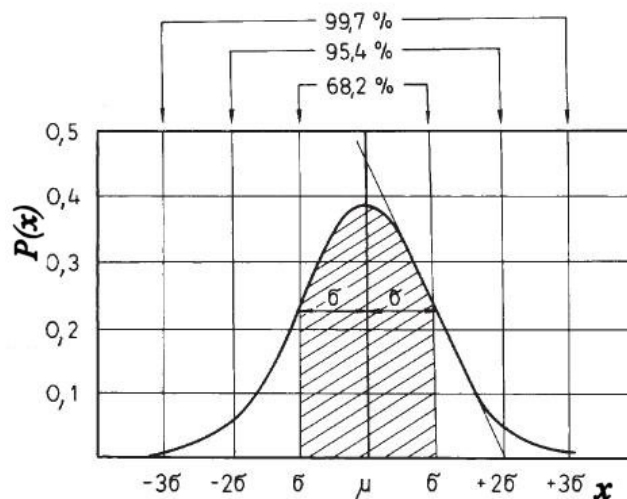
Rys. 7.1. Porównanie rozkładów Gaussa i Studenta

Przedział wartości zmiennej losowej zawierający określony procent wyników pomiarowych nazywamy *przedziałem ufności*, a prawdopodobieństwo, że dany wynik będzie się mieścił w tym przedziale nosi nazwę *poziomu ufności*. Poziomą ufność wyraża wielkość $(1 - \alpha)$, gdzie α jest to z kolei *współczynnik istotności*.

Ogólnie można powiedzieć, że każdemu dowolnemu przedziałowi o szerokości $(\mu \pm z\sigma)$ zmiennej losowej x odpowiada określone prawdopodobieństwo, iż wartość mierzona x_i tej zmiennej będzie zawarta w takim przedziale. Liczbę z nazywamy *współczynnikiem Gaussa*. Poziomą ufność odpowiadającą różnym wartościom współczynnika Gaussa, to znaczy różnym przedziałom ufności, znajdujemy w odpowiednich tabelach zamieszczonych między innymi w pracy [6]. Oczywiście w praktyce teoretyczne wartości parametrów μ i σ musimy zastępować przez ich estymatory \bar{x} i s .

W tab. 7.1 podano dane liczbowe odpowiadające trzem najczęściej stosowanym wartościom współczynnika Gaussa.

Przypomnijmy, że mówiąc o przedziałach i poziomach ufności zakładaliśmy dotychczas, iż mierzone wartości zmiennej losowej podlegają rozkładowi normalnemu. Założenie to jest spełnione z dobrym przybliżeniem już przy liczbie pomiarów $n > 30$. Tylko w takich przypadkach, znając odchylenie standardowe i mnożąc je przez arbitralnie przyjęty współczynnik Gaussa, otrzymujemy odpowiedni poziom ufności podany w tab. 7.1



Rys. 7.2. Krzywa Gaussa i odchylenie standardowe σ

Tab. 7.1. Poziom ufności $(1 - \alpha)$ dla rozkładu normalnego

Współczynnik Gaussa z	Przedział ufności	Poziom ufności $1 - \alpha$
1	$\bar{x} \pm \sigma$	0,682
2	$\bar{x} \pm 2\sigma$	0,954
3	$\bar{x} \pm 3\sigma$	0,997

W praktyce liczba n danych pomiarowych jest zwykle znacznie mniejsza. Wyniki pomiarów podlegają wtedy rozkładowi Studenta. Całkując funkcję tego rozkładu w różnych granicach obliczono poziomy ufności (prawdopodobieństwa) odpowiadające różnym przedziałom $(x \pm ts)$. Wartości współczynników t Studenta dla różnych poziomów ufności $(1 - \alpha)$ i różnych liczb stopni swobody $(n - 1)$ podano w tab.7.2.

Rozkład Studenta umożliwia lepsze oszacowanie przedziału ufności (precyzji) pomiarów przy małych liczbach danych, rzędu kilku lub kilkunastu. Niepewność takiego szacowania przy małej próbie statystycznej jest skompensowana większymi wartościami współczynników t Studenta w porównaniu z odpowiednimi współczynnikami Gaussa w przypadku rozkładu normalnego.

7.3 Test chi-kwadrat

Często stosowanym testem statystycznym w różnego rodzaju pomiarach i badaniach naukowych jest opracowany przez K. Pearsona w 1889r. *test chi-kwadrat* (χ^2). Umożliwia on rozstrzygnięcie, czy wyniki danych pomiarów są zgodne, na określonym poziomie ufności, z wynikami oczekiwanymi. Poniżej przedstawiono sposób wykorzystania tego testu w metodach radiometrycznych.

Wielkość *chi-kwadrat* jest to zmienna losowa określona wzorem

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^r \frac{(x_i - x_{oi})^2}{x_{oi}}, \quad (7.13)$$

gdzie:

x_i – wartości pomiarowe danej wielkości x ,

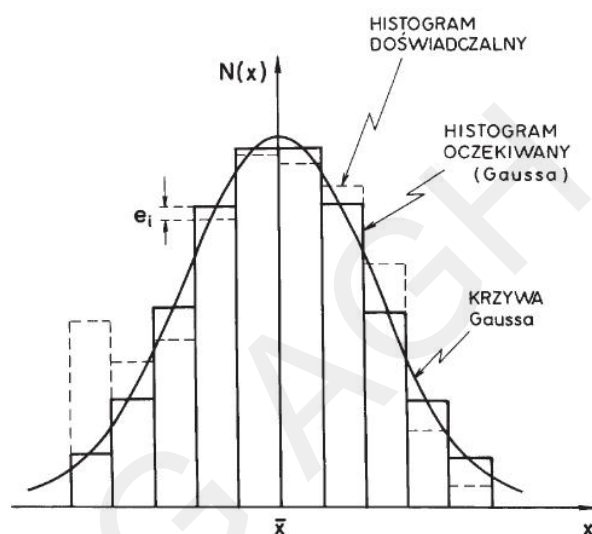
x_{oi} – wartości oczekiwane tej wielkości podlegającej określonemu rozkładowi statystycznemu,

r – liczba pomiarów.

Tab. 7.2. Wartości krytyczne zmiennej t Studenta

	α		
	$1 - \alpha$		
$n - 1$	0,10 0,90	0,05 0,95	0,01 0,099
1	6,314	12,706	63,657
2	2,92	4,303	9,925
3	2,353	3,182	5,841
4	2,132	2,776	4,604
5	2,015	2,571	4,032
6	1,943	2,447	3,707
7	1,895	2,365	3,499
8	1,86	2,306	3,355
9	1,833	2,262	3,25
10	1,812	2,228	3,169
11	1,796	2,201	3,106
12	1,782	2,179	3,055
13	1,771	2,16	3,012
14	1,761	2,145	2,977
15	1,753	2,131	2,947
16	1,746	2,12	2,921
17	1,74	2,11	2,898
18	1,734	2,101	2,898
19	1,729	2,093	2,861
20	1,725	2,086	2,845
25	1,708	2,06	2,787
30	1,697	2,042	2,75
40	1,684	2,021	2,704
50	1,676	2,008	2,668
60	1,664	1,99	2,639
100	1,66	1,984	2,626
200	1,652	1,972	2,606
∞	1,64485	1,93996	2,57582

Weźmy jako przykład powtarzany wielokrotnie (w identycznych warunkach) pomiar częstości zliczeń impulsów. Oczekujemy, że otrzymane wartości pomiarowe x_i rozłożą nam się wokół wartości średniej \bar{x} zgodnie z rozkładem Poissona lub Gaussa (w zależności od wielkości próby, czyli liczby dokonanych pomiarów). Jest to tak zwana *hipoteza zerowa*. W praktyce może się jednak okazać, że otrzymany rozkład odbiega znacznie od oczekiwanego. Przykładowo zilustrowano to na rys. 7.3. Powstaje wówczas pytanie, przy jak dużej rozbieżności obu rozkładów należy odrzucić hipotezę zerową, to znaczy przyjąć, że mierzona wielkość nie podlega oczekiwanemu rozkładowi statystycznemu. Na takie pytanie daje właśnie odpowiedź test *chi-kwadrat*. W celu wykorzystania tego testu obliczamy odchyłki $e_i = x_i - x_{oi}$ między wartościami zmierzonymi x_i i oczekiwanymi x_{oi} w poszczególnych r przedziałach histogramów reprezentujących rozkłady: zmierzony i oczekiwany. Rozkład oczekiwany znajdujemy, znając z pomiarów wartość średnią \bar{x} i odchylenie standardowe s i korzystając z odpowiedniej teoretycznej funkcji rozkładu (Poissona lub Gaussa). Znając odchyłki e_i w poszczególnych przedziałach; histogramów, obliczamy wartość χ^2 ze wzoru (7.13). Następnie korzystając z tabeli (7.3) znajdujemy wartość krytyczną χ^2_α dla danej liczby stopni swobody $(r - 1)$ i dla arbitralnie przyjętego współczynnika istotności, na przykład $\alpha = 0,05$. Teraz już możemy porównać wartość obliczoną χ^2 z jej wartością krytyczną (tablicową) χ^2_α . Jeśli $\chi^2 \geq \chi^2_\alpha$ to istnieje prawdopodobieństwo równe $1 - \alpha = 0,95$ (95%), że hipoteza zerowa



Rys. 7.3. Przykład histogramu doświadczonego w porównaniu z histogramem reprezentującym oczekiwany rozkład normalny Gaussa

jest nieprawdziwa, to znaczy że otrzymany rozkład mierzonych częstości zliczeń nie jest rozkładem oczekiwanym. Oznacza to, że oprócz błędów związanych z różnymi fluktuacjami statystycznymi (patrz rozdział 6.1) muszą tu występować jakieś dodatkowe źródła błędów nie podlegających oczekiwanemu rozkładowi statystycznemu. Mogą to być na przykład różnego rodzaju efekty aparaturowe opisane w p.6.3.

Jeśli $\chi^2 < \chi^2_\alpha$, to nie mamy podstaw do odrzucenia hipotezy zerowej, co oznacza, że rejestrowane częstości zliczeń wykazują istotnie rozkład oczekiwany. A zatem możemy przyjąć, że nie występują tu żadne inne rodzaje błędów, oprócz błędów o charakterze fluktuacji statystycznych.

7.4 Odrzucanie wyników wątpliwych

Przy n -krotnym powtarzaniu określonego pomiaru mogą się zdarzać wyniki (obserwacje) wątpliwe, to znaczy wyraźnie odskakujące od reszty wartości w danej próbie x_1, x_2, \dots, x_n . W związku z tym powstaje pytanie, kiedy tego rodzaju wynik można odrzucić, uznając go z określonym prawdopodobieństwem jako nieprzypadkowy, lecz obciążony jakimś błędem dodatkowym. Jest to problem istotny szczególnie przy obliczaniu odchylenia standardowego ze wzoru (7.7) zawierającego sumę kwadratów odchylek od średniej \bar{x} . Wartość tej sumy zależy silnie od takich właśnie wartości odskakujących.

Na podstawie rozkładu Gaussa opracowano odpowiedni test statystyczny stanowiący kryterium odrzucania tego rodzaju wyników. Według tego kryterium wartość wątpliwą x_w można odrzucić wtedy, kiedy:

$$\left| \frac{x_w - \bar{x}}{s} \right| \geq \tau_\alpha,$$

gdzie:

\bar{x} , s – wartość średnia i odchylenie standardowe obliczone z danej próby

x_1, x_2, \dots, x_{n-1} po odrzuceniu wartości wątpliwej x_w ,

τ_α – wartość krytyczna dla przyjętego arbitralnie poziomu ufności.

Wartości krytyczne τ_α podano w tab.7.4. Inne kryterium odrzucania skrajnych obserwacji opracował S. Taczanowski [4].

Tab. 7.3. Wartości krytyczne χ^2_α

α																	
n	0,99	0,98	0,95	0,9	0,8	0,7	0,5	0,3	0,2	0,1	0,05	0,02	0,01	0,001	n		
1	0,000157	0,000628	0,00393	0,0158	0,0642	0,148	0,455	1,074	1,642	2,706	3,841	5,412	6,635	10,827	1		
2	0,0201	0,0404	0,103	0,211	0,446	0,713	1,386	2,408	3,219	4,605	5,991	7,824	9,21	13,815	2		
3	0,115	0,185	0,352	0,584	1,005	1,424	2,366	3,665	4,642	6,251	7,815	9,837	11,345	16,268	3		
4	0,297	0,429	0,711	1,064	1,649	2,195	3,357	4,878	5,989	7,779	9,488	11,668	13,277	18,465	4		
5	0,554	0,752	1,145	1,610	2,343	3,000	4,351	6,064	7,289	9,236	11,070	13,388	15,086	20,517	5		
6	0,872	1,134	1,635	2,204	3,070	3,828	5,348	7,231	8,558	10,645	12,592	15,033	16,812	22,457	6		
7	1,239	1,564	2,167	2,833	3,822	4,671	6,346	8,383	9,803	12,017	14,067	16,622	18,475	24,322	7		
8	1,646	2,032	2,733	3,490	4,594	5,527	7,344	9,524	11,03	13,362	15,507	18,168	20,090	26,125	8		
9	2,088	2,532	3,325	4,168	5,380	6,393	8,343	10,656	12,242	14,684	16,919	19,679	21,666	27,877	9		
10	2,558	3,059	3,940	4,865	6,179	7,267	9,342	11,781	13,442	15,987	18,307	21,161	23,209	29,588	10		
11	3,053	3,609	4,575	5,578	6,989	8,148	10,341	12,899	14,631	17,275	19,675	22,618	24,725	31,264	11		
12	3,571	4,178	5,226	6,304	7,807	9,034	11,340	14,011	15,812	18,549	21,026	24,054	26,217	32,909	12		
13	4,107	4,765	5,892	7,042	8,634	9,926	12,340	15,119	16,985	19,812	22,362	25,472	27,688	34,528	13		
14	4,660	5,368	6,571	7,790	9,467	10,821	13,339	16,22	18,151	21,064	23,685	26,873	29,141	36,123	14		
15	5,229	5,985	7,261	8,547	10,307	11,721	14,339	17,332	19,311	22,307	24,996	28,259	30,578	37,697	15		
16	5,812	6,614	7,962	9,312	11,152	12,624	15,338	18,418	20,465	23,542	26,296	29,633	32,000	39,252	16		
17	6,408	7,255	8,672	10,085	12,002	13,531	16,338	19,511	21,615	24,769	27,587	30,995	33,409	40,790	17		
18	7,015	7,906	9,390	10,865	12,857	14,440	17,338	20,601	22,760	25,989	28,869	32,346	34,805	42,312	18		
19	7,633	8,567	10,117	11,651	13,716	15,352	18,338	21,689	23,900	27,204	30,144	33,687	36,191	43,820	19		
20	8,260	9,237	10,851	12,443	14,578	16,266	19,337	22,775	25,038	28,412	31,410	35,020	37,566	45,318	20		
21	8,897	9,915	11,591	13,240	15,445	17,182	20,337	23,858	26,171	29,615	32,671	36,343	38,932	46,797	21		
22	9,542	10,600	12,338	14,041	16,314	18,101	21,337	24,939	27,301	30,813	33,924	37,659	40,289	48,268	22		
23	10,196	11,293	13,091	14,848	17,187	19,021	22,337	26,018	28,429	32,007	35,172	38,368	41,638	49,728	23		
24	10,856	11,992	13,848	15,659	18,062	19,943	23,337	27,096	29,553	33,196	36,415	40,270	42,980	51,179	24		
25	11,524	12,697	14,611	16,473	18,940	20,867	24,337	28,172	30,675	34,382	37,652	41,566	44,314	52,620	25		
26	12,198	13,409	15,379	17,292	19,820	21,792	25,336	29,246	31,795	35,563	38,885	42,856	45,642	54,052	26		
27	12,879	14,125	16,151	18,114	20,703	22,719	26,336	30,319	32,912	36,741	40,113	44,140	46,963	55,476	27		
28	13,565	14,847	16,928	18,939	21,588	23,647	27,336	31,391	34,027	37,916	41,337	45,419	48,278	56,893	28		
29	14,256	15,574	17,708	19,768	22,475	24,577	28,336	32,461	35,139	39,087	42,557	46,693	49,588	58,302	29		
30	14,953	16,306	18,493	20,599	23,364	25,508	29,336	33,530	36,250	40,256	43,773	47,962	50,892	59,703	30		

Tab. 7.4. Wartości krytyczne τ_α

	$1 - \alpha$							
n	0,50	0,60	0,70	0,80	0,90	0,95	0,98	0,99
1	0,67	0,84	1,04	1,28	1,64	1,96	2,33	2,58
2	1,05	1,21	1,39	1,62	1,95	2,24	2,57	2,81
3	1,26	1,42	1,59	1,80	2,11	2,39	2,71	2,93
4	1,41	1,56	1,72	1,92	2,23	2,49	2,80	3,02
5	1,52	1,66	1,82	2,02	2,31	2,57	2,88	3,09
6	1,60	1,74	1,90	2,09	2,38	2,63	2,93	3,14
7	1,67	1,81	1,96	2,15	2,43	2,68	2,98	3,19
8	1,73	1,87	2,02	2,20	2,48	2,73	3,02	3,23
9	1,79	1,92	2,07	2,25	2,52	2,77	3,06	3,26
10	1,83	1,96	2,11	2,29	2,56	2,80	3,09	3,29
11	1,87	2,00	2,15	2,32	2,59	2,83	3,12	3,32
12	1,91	2,04	2,18	2,36	2,62	2,86	3,14	3,34
13	1,94	2,07	2,21	2,39	2,65	2,88	3,16	3,36
14	1,97	2,10	2,24	2,41	2,67	2,91	3,19	3,38
15	2,00	2,13	2,27	2,44	2,70	2,93	3,21	3,40
16	2,03	2,15	2,29	2,46	2,72	2,95	3,22	3,42
17	2,05	2,18	2,31	2,48	2,74	2,97	3,24	3,44
18	2,08	2,20	2,33	2,50	2,76	2,98	3,26	3,45
19	2,10	2,22	2,35	2,52	2,77	3,00	3,27	3,47
20	2,12	2,24	2,37	2,54	2,79	3,02	3,29	3,48
22	2,16	2,27	2,41	2,57	2,82	3,04	3,31	3,50
24	2,19	2,31	2,44	2,60	2,85	3,07	3,34	3,53
26	2,22	2,34	2,47	2,63	2,87	3,09	3,36	3,55
28	2,25	2,36	2,49	2,65	2,90	3,12	3,38	3,57
30	2,28	2,39	2,52	2,68	2,92	3,14	3,40	3,59
35	2,33	2,44	2,57	2,73	2,97	3,18	3,44	3,63
40	2,38	2,49	2,62	2,77	3,01	3,22	3,48	3,66
50	2,46	2,57	2,69	2,84	3,08	3,28	3,54	3,72
60	2,53	2,63	2,75	2,90	3,13	3,33	3,59	3,76
80	2,63	2,73	2,84	2,99	3,21	3,41	3,66	3,83
100	2,70	2,80	2,91	3,06	3,28	3,47	3,72	3,89
150	2,83	2,93	3,04	3,18	3,39	3,58	3,82	3,99
200	2,92	3,02	3,12	3,26	3,47	3,66	3,89	4,05
300	3,05	3,14	3,24	3,37	3,57	3,76	3,99	4,15
500	3,20	3,28	3,38	3,51	3,71	3,88	4,11	4,26
1000	3,39	3,48	3,57	3,69	3,88	4,05	4,26	4,41

Bibliografia

- [1] Eckschlager K.: *Błędy w analizie chemicznej*. Warszawa, PWN 1974
- [2] Hald A.: *Statistical theory with engineering applications*. New York, John Wiley and Sons 1962
- [3] Strzałkowski A., Śliżyński A.: *Matematyczne metody opracowywania wyników pomiarowych*. Warszawa, PWN 1969
- [4] Taczanowski S.: *A test for rejecting outlying observations* Raport Instytutu Fizyki i Techniki Jądrowej AGH INT 146/I, Kraków 1980
- [5] *Teoria pomiarów*, Red. H.Szydłowski. Warszawa PWN 1974
- [6] Volk W.: *Statystyka stosowana dla inżynierów*. Warszawa WNT 1973

Część II

Opracował: Stefan J. Kalita

BG AGH

Ćwiczenie 1.

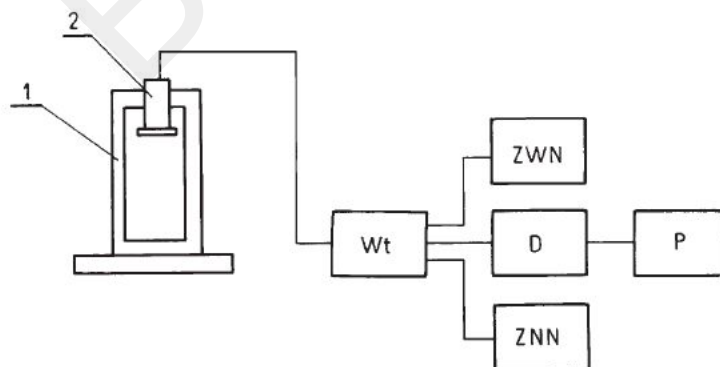
Statystyczny charakter rozpadów promieniotwórczych

Cel ćwiczenia

Celem ćwiczenia jest praktyczne zapoznanie się ze statystycznym charakterem rozpadów promieniotwórczych oraz wyznaczaniem histogramów rozkładów Poissona i Gaussa.

Program ćwiczenia

1. Zestawić układ pomiarowy i nastawić odpowiednie napięcie pracy na liczniku G–M. Można tu wykorzystać każdy układ składający się z licznika promieniowania jądrowego oraz układu zliczającego. W najprostszym przypadku może to być zestaw złożony z licznika Geigera-Müllera, przelicznika elektronowego i zasilacza wysokiego napięcia (rys. 1.1).
2. Wykonać pomiary liczby zliczeń dobierając tak warunki pomiaru, tj. częstość zliczeń i czas pomiaru, aby rejestrować średnio 1 impuls w danym przedziale czasu. Wykonać 100 takich pomiarów. Uwaga: aby uzyskać tak małą częstość zliczeń, należy usunąć źródło promieniowania (^{137}Cs) z domku pomiarowego.
3. Wykonać podobne pomiary liczby zliczeń, dobierając w tym przypadku tak warunki pomiarowe, aby rejestrować średnio 4–5 impulsów w danym przedziale czasowym. Pomiar wykonać 100 razy.
4. Wykonać pomiary liczby zliczeń (dla źródła promieniotwórczego ^{137}Cs), rejestrując co najmniej 1000 impulsów w danym czasie. Wykonać 200 pomiarów.



Rys. 1.1. Schemat blokowy zestawu pomiarowego: 1 – domek pomiarowy, 2 – licznik Geigera-Müllera, Wt – wtórnik, ZWN – zasilacz wysokiego napięcia, D – dyskryminator amplitudy, P – przelicznik, ZNN – zasilacz niskiego napięcia

Opracowanie wyników

1. Pomiary wykonane w pkt. 2 i 3 opracować w następujący sposób:
 - a) obliczyć wartość średnią,
 - b) narysować histogramy rozkładów.
2. Wyniki pomiarów uzyskane w pkt. 4 przedstawić w następujący sposób:
 - a) obliczyć wartość średnią i odchylenie standardowe populacji,
 - b) narysować histogram rozkładu badanej populacji i rozkładu normalnego
 - c) obliczyć błąd aparaturowy. Do oceny poprawności działania aparatury wykorzystać test χ^2 .

Literatura

1. Strzałkowski A., Śliżyński A.: *Matematyczne metody opracowywania wyników pomiarów*. Warszawa, PWN 1973
2. Volk W.: *Statystyka stosowana dla inżynierów*. Warszawa, WNT 1973

Ćwiczenie 2.

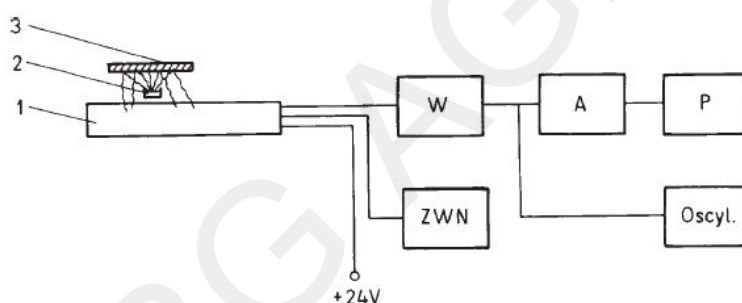
Badanie licznika proporcjonalnego fotonów X

Cel ćwiczenia

Celem ćwiczenia jest zapoznanie się z działaniem licznika proporcjonalnego wypełnionego argonem lub ksenonem. Licznik taki jest typowym detektorem promieniowania X (rentgenowskiego).

Program ćwiczenia

1. Zestawić układ pomiarowy (wg rys. 2.1) składający się z następujących elementów: licznika proporcjonalnego z przedwzmacniaczem, wzmacniacza liniowego, analizatora jednokanałowego, zasilacza wysokiego napięcia.
2. Zaobserwować wpływ doboru stałych czasowych filtru wzmacniacza liniowego na kształt impulsu.



Rys. 2.1. Schemat blokowy zestawu pomiarowego: 1 – licznik proporcjonalny z przedwzmacniaczem, 2 – źródło promieniowania X (^{109}Cd lub ^{238}Pu), 3 – płytki Cu, Fe lub Pb, W – wzmacniacz liniowy, ZWN – zasilacz wysokiego napięcia, A – analizator jednokanałowy, P – przelicznik

3. Wyznaczyć zależność współczynnika wzmocnienia gazowego od napięcia zasilania.
4. Wyznaczyć widma różniczkowe charakterystycznego promieniowania X atomów wzbudzonych kolejno w płytkach Cu, Fe, Pb przez promieniowanie pochodzące ze źródła ^{109}Cd . Zaznaczyć się ze schematem rozpadu izotopów ^{109}Cd i ^{238}Pu .

Opracowanie wyników

1. Wykreślić zależność współczynnika wzmocnienia gazowego od napięcia zasilania U . Wzmocnienie gazowe można wyrazić w postaci następującej różnicy:

$$W_{wew}(U) = W_{wzm\ mx} - W_{wzm}(U), \quad (2.1)$$

gdzie:

$W_{wew}(U)$ – wzmocnienie wewnętrzne (w dB) zależne od napięcia zasilania U ,

$W_{wzm\ mx}$ – maksymalne wzmocnienie wzmacniacza,

$W_{wzm}(U)$ – wzmocnienie wzmacniacza.

2. Narysować widmo różniczkowe i zinterpretować otrzymane piki: pik główny (pełnej absorpcji), pik ucieczki, pik rozproszenia wstecznego. Określić na podstawie odpowiednich tablic energie linii Fe K_α , Cu K_α , Pb L_α i Pb L_β .
3. Na podstawie otrzymanych wyników wyznaczyć krzywą cechowania spektrometru, korzystając z metody najmniejszych kwadratów. Do obliczeń wykorzystać komputer PC.
4. Na podstawie krzywej cechowania określić energie fotonów rozproszonych wstecznie i porównać ją z wartością obliczoną. Do obliczeń wykorzystać wzór przedstawiający energie fotonów $h\nu$ rozproszonych komptonowsko w funkcji kąta rozproszenia i energii pierwotnej (patrz I część skryptu).

Literatura

1. Dziunikowski B.: *Podstawy rentgenowskiej radioizotopowej analizy fluorescencyjnej. Cz. I.* Skrypt AGH Nr 669, Kraków 1978
2. England J. B.: *Metody doświadczalne fizyki jądrowej.* Warszawa, PWN 1980

Ćwiczenie 3.

Spektrometr promieniowania gamma z licznikiem półprzewodnikowym Ge(Li)

Cel ćwiczenia

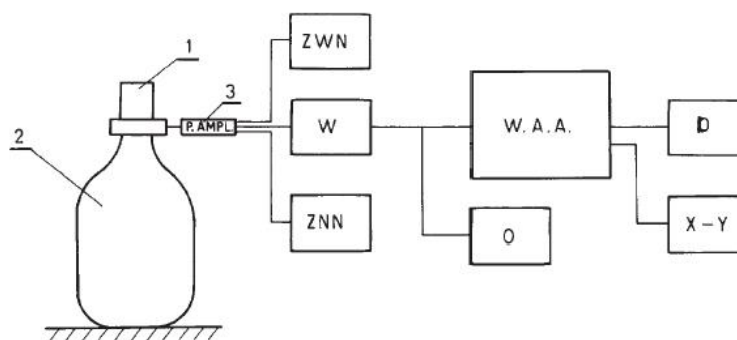
Celem ćwiczenia jest zapoznanie się z:

- działaniem i obsługą licznika półprzewodnikowego Ge(Li),
- obsługą analizatora wielokanałowego,
- wyznaczaniem energetycznej zdolności rozdzielczej licznika półprzewodnikowego [1].

Program ćwiczenia

1. Zestawić układ pomiarowy według rysunku **3.1**.
2. Włączyć licznik półprzewodnikowy, postępując ściśle wg poniższych wskazówek:
 - a) sprawdzić poprawność połączenia wzmacniacza licznika z układem zasilającym, tzn. zasilaczami wysokiego i niskiego napięcia. Sprawdzić, czy zasilacz WN jest „wyzerowany”, tzn. czy pokrętła regulacji napięcia są w pozycji zero,
 - b) włączyć zasilacz niskiego napięcia oraz zasilacz WN,
 - c) zwiększyć bardzo powoli napięcie od wartości „O” do napięcia ustalonego przez prowadzącego zajęcia, ze średnią prędkością ok. 200 V/min. W trakcie zwiększania napięcia obserwować impuls na wejściu wzmacniacza lub po jego wzmocnieniu, korzystając z oscyloskopu.
3. Zbadać zależność kształtu impulsu wyjściowego od stałej czasowej filtru wzmacniacza impulsowego.
4. Określić energetyczną zdolność rozdzielczą licznika. W tym celu wyznaczyć widmo różniczkowe promieniowania gamma izotopu ^{60}Co i szerokość połówkową (w keV) linii widmowej 1333 keV.
5. Wyznaczyć widmo różniczkowe poprzez jednoczesny pomiar energii promieniowania następujących izotopów: ^{137}Cs , ^{133}Ba , ^{22}Na , ^{60}Co , ^{241}Am . Zapisać uzyskane dane przy użyciu drukarki lub narysować odpowiednie widmo na ploterze X-Y.

W przypadku pracy z komputerem PC wyposażonym w tzw. kartę analizatora, dane pomiarowe (widmo promieniowania gamma) zapisać na dysku C, nadając im nazwę (rozszerzenie nazwy musi mieć postać „mca” np.: patrizia.mca), wydrukować raport z pomiarów. Następnie za pomocą programu „read.exe” dokonać przekształcenia powyższego zbioru na postać „patrizia.dat”. Do narysowania uzyskanego widma wykorzystać program Grapher (for Windows).
6. Wyłączenie spektrometru:
 - zmniejszać napięcie WN od wartości napięcia pracy do 0 z prędkością podobną jak przy włączaniu, tj. ok. 200 V/min.,
 - wyłączyć zasilacz wysokiego napięcia,
 - wyłączyć analizator wielokanałowy (komputer).



Rys. 3.1. Schemat blokowy spektrometru z licznikiem półprzewodnikowym: 1 – licznik Ge(Li), 2 – naczynie Dewara, 3 – przedwzmacniacz ładunkowy niskoszumowy, ZWN – zasilacz wysokiego napięcia (CAMAC), W – wzmacniacz liniowy, WAA – wielokanałowy analizator amplitudy, ZNN – zasilacz niskiego napięcia, O – oscyloskop, D – drukarka, X-Y – ploter

Opracowanie wyników

1. Narysować schematy rozpadu badanych izotopów [2].
2. Określić energetyczną zdolność rozdzielczą spektrometru zdefiniowaną jako szerokość połówkową (w keV) piku odpowiadającego energii 1333 keV promieniowania izotopu ^{60}Co .
3. Narysować widmo zbiorcze uzyskane w wyniku pomiarów zgodnie z punktem 5. Opisać występujące na nim piki.
4. Przedstawić graficzne wyniki cechowania w postaci prostej przedstawiającej zależności pomiędzy energią fotonów rejestrowanego promieniowania i numerem kanału spektrometru. Parametry prostej cechowania określić metodą regresji liniowej. Wyznaczyć tzw. zero analizatora.
5. Określić wydajność detekcji licznika na podstawie znajomości aktywności stosowanych źródeł promieniowania.
6. Porównać uzyskane wartości zdolności rozdzielczej i wydajności detekcji z odpowiednimi wartościami uzyskanymi dla spektrometru z licznikiem scyntylacyjnym.

Literatura

1. *Spektrometria promieniowania jądrowego z wykorzystaniem detektora półprzewodnikowego*. Praca zbiorowa. Raport INT 139/E, Kraków 1979
2. Browne E., Firestone R. B.: *Table of Radioactive Isotopes*. Ed. V. S. Shirley, New York, J. Wiley & Sons 1986

Ćwiczenie 4.

Spektrometr promieniowania gamma z licznikiem scyntylicyjnym

Cel ćwiczenia

Celem ćwiczenia jest zapoznanie się z:

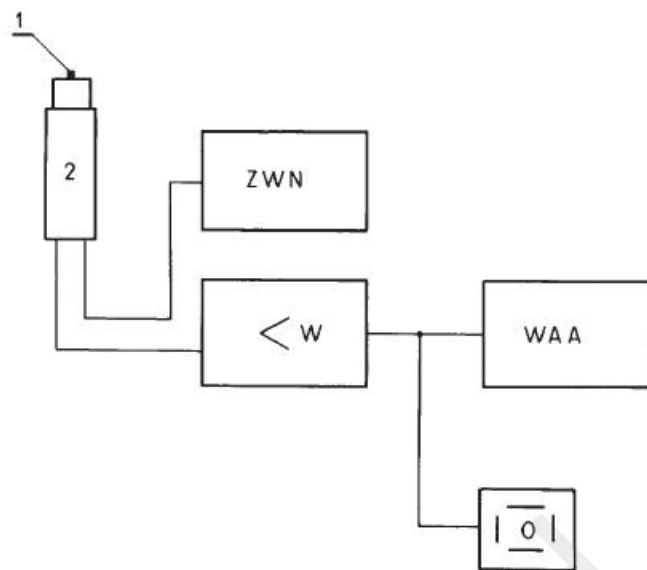
- układem spektrometrycznym z licznikiem scyntylicyjnym,
- obsługą wielokanałowego analizatora amplitudy impulsów,
- schematem rozpadów izotopów promieniotwórczych najczęściej używanych w spektrometrii gamma,
- metodą pomiaru i zapisu widm izotopów promieniotwórczych.

Program ćwiczenia

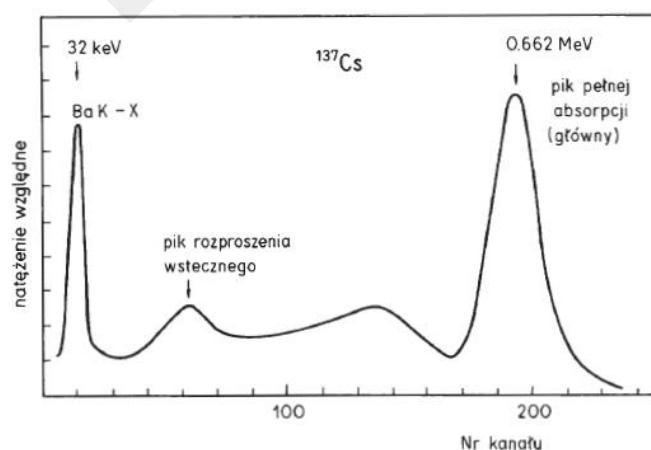
1. Zestawić układ spektrometryczny składający się z licznika scyntylicyjnego NaI (Tl), wzmacniacza impulsowego, zasilacza wysokiego napięcia i wielokanałowego analizatora amplitudy impulsów według rysunku 4.1.
2. Uruchomić układ pomiarowy poprzez podanie odpowiedniego napięcia na fotopowielacz licznika scyntylicyjnego i ustawienie odpowiedniej stałej czasowej filtru wzmacniacza (obserwacja impulsu na ekranie oscyloskopu).
3. Ustawić za pomocą odpowiedniego wzmocnienia skalę energii na około 10 keV/kanal.
4. Wyznaczyć i zapisać na drukarce widma promieniowania następujących izotopów: ^{137}Cs , ^{54}Mn , ^{60}Co , ^{22}Na (lub innych). W przypadku pracy z komputerem wyposażonym w kartę analizatora wykonać czynności opisane w ćwiczeniu nr 3.
5. Zmierzyć tło (z odpowiednią statystyką).

Opracowanie wyników

1. Narysować schematy rozpadów badanych izotopów [1].
2. Narysować widma na podstawie przeprowadzonych pomiarów (wyniki uzyskane na drukarce) i wykonać opis (rys. 4.2) występujących na nich pików (energia). Do wykonania rysunku wykorzystać program Grapher i plik danych z rozszerzeniem „dat”.
3. Przeprowadzić cechowanie spektrometru, tzn. wyznaczyć zależność między energią rejestrowanych fotonów i numerem kanału spektrometru. Określić parametry prostej metodą regresji liniowej. Wyznaczyć tzw. zero analizatora.
4. Określić energetyczną zdolność rozdzielczą dla pików głównych (pełnej absorpcji) odpowiadających promieniowaniu izotopów ^{137}Cs , ^{54}Mn , ^{22}Na (0,511 MeV).



Rys. 4.1. Schemat blokowy wielokanałowego spektrometru promieniowania γ z licznikiem scyntylacyjnym:
 1 – źródło spektrometryczne promieniowania gamma, 2 – licznik scyntylacyjny, W – wzmacniacz liniowy, O – oscyloskop, WAA – wielokanałowy analizator amplitudy,
 ZWN – zasilacz wysokiego napięcia



Rys. 4.2. Widmo promieniowania gamma izotopu ^{137}Cs otrzymanego przy użyciu licznika scyntylacyjnego

5. Wyznaczyć zależność zdolności rozdzielczej R od energii fotonów: $R = f(E)$.
6. Określić wydajność detekcji układu pomiarowego na podstawie znajomości aktywności źródeł wzorcowych (źródeł spektrometrycznych).

Literatura

1. Browne E., Firestone R. B.: *Table of Radioactive Isotopes*. Ed. V. S. Shirley, New York, J. Wiley & Sons 1986

BG AGH

Ćwiczenie 5.

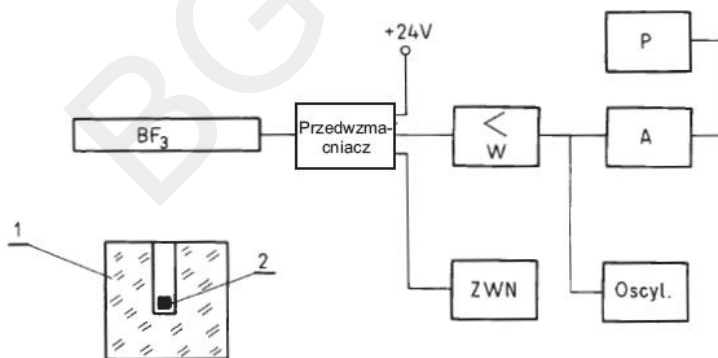
Badanie licznika proporcjonalnego neutronów termicznych

Cel ćwiczenia

Celem ćwiczenia jest zapoznanie się z podstawowym detektorem rejestrującym neutrony termiczne, jakim jest licznik proporcjonalny wypełniony trójfluorkiem boru (BF_3) wzbogaconym w izotop ^{10}B . Izotop ten wykazuje duży przekrój czynny na absorpcję neutronów termicznych ($\sigma = 3840$ barn).

Program ćwiczenia

1. Zapoznać się z reakcją, jaka zachodzi w wyniku wychwytu neutronu przez jądro ^{10}B .
2. Zestawić układ pomiarowy wg załączonego schematu blokowego (rys. 5.1).
3. Dobrać odpowiednią stałą czasową filtru wzmacniacza liniowego.
4. Wyznaczyć zmiany wzmocnienia gazowego licznika w zależności od napięcia zasilania.
5. Znaleźć widmo różniczkowe przy użyciu analizatora jednokanałowego (lub wielokanałowego).
6. Wyznaczyć widmo całkowite.



Rys. 5.1. Schemat blokowy zestawu pomiarowego: 1 - pojemnik parafinowy, 2 – źródło neutronów, ZWN – zasilacz wysokiego napięcia, A – analizator, P – przelicznik, W – wzmacniacz liniowy

Opracowanie wyników

1. Narysować krzywą przedstawiającą zmiany wzmocnienia wewnętrznego w funkcji napięcia.
2. Narysować charakterystykę licznika BF_3 i obliczyć nachylenie plateau.
3. Narysować widmo różniczkowe i zinterpretować wszystkie występujące piki.
4. Narysować widmo całkowite.

Literatura

1. Beckurts K. H., Wirtz K.: *Neutron Physics*. New York, Springer–Verlag 1964
2. England J. B.: *Metody doświadczalne fizyki jądrowej*. Warszawa, PWN 1980
3. Strzałkowski A.: *Wstęp do fizyki jądra atomowego*. Warszawa, PWN 1978
4. Własow N. A.: *Neutrony*. Warszawa, PWN 1957

BG AGH

Ćwiczenie 6.

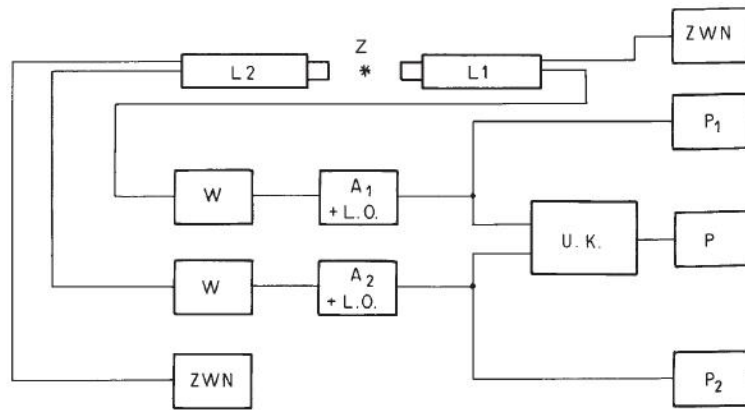
Badanie układu koincydencyjnego

Cel ćwiczenia

Celem ćwiczenia jest praktyczne zapoznanie się z obsługą i przygotowaniem do pracy układu koincydencyjnego. Przed przystąpieniem do ćwiczenia należy zapoznać się z budową i działaniem takiego układu (patrz skrypt K. Korbla) [1].

Program ćwiczenia

1. Zestawienie aparatury pomiarowej (wg rys. 6.1) w skład której wchodzi:
 - sondy scyntylacyjne (tor 1 i tor 2),
 - wzmacniacze impulsowe (2 szt.),
 - analizatory jednokanałowe (2 szt.),
 - linia opóźniająca (uwaga: linia opóźniająca może wchodzić w skład analizatora jednokanałowego – np. analizator 1101 typu CAMAC),
 - układ koincydencyjny,
 - przeliczniki (3 szt.).
2. Uruchomić poszczególne tory spektrometryczne tzn.
 - ustawić liczniki scyntylacyjne wzdłuż jednej prostej – naprzeciw siebie (patrz rys. 6.1);
 - pomiędzy liczniki wstawić źródło promieniotwórcze emitujące cząstki β^+ (np. izotop ^{22}Na). Zastosowanie takiego źródła zapewnia równoczesne padanie fotonów anihilacyjnych na oba liczniki;
 - przy użyciu oscyloskopu sprawdzić kształt impulsu w torze 1 i 2. (Uwaga: amplituda impulsu pochodzącego o fotonów od energii 0,511 MeV powinna być w granicach 2-3 V). Ustawić stałe czasowe filtru wzmacniacza tak, aby czas trwania impulsów w obu torach był podobny. Odrysować z ekranu oscyloskopu kształt impulsu z zaznaczeniem wartości amplitudy, czasu narastania, czasu opadania i czasu trwania impulsu.
3. Wyznaczyć widma różniczkowe w obu torach pomiarowych w pełnym zakresie, tzn. do energii ok. 1,3 MeV. Szerokość okna analizatora ustawić na 0,1 V.
4. Narysować (w trakcie ćwiczenia) oba widma na papierze milimetrowym.
5. Na podstawie rysunków odczytać położenie pików anihilacyjnych (0,511 MeV) w obu torach.
6. Nastawić parametry analizatorów tzn. próg dolny i górny tak, aby obejmowały piki anihilacyjne (w 1 i 2 torze).
7. Wykonać pomiar krzywej koincydencji opóźnionych, tzn. zależność liczby koincydencji od czasu opóźnienia w jednym z dwóch torów. Opóźnienie w jednym torze ustawić jako stałe, a w drugim jako zmienne. Wykonać pomiary dla dwóch różnych stałych czasowych układu koincydencyjnego.
8. Ustawić liczniki scyntylacyjne po kątem 90° . Opóźnienie poszczególnych torów ustawić tak, aby zapewnić maksymalną liczbę koincydencji rzeczywistych. Wykonać pomiary liczby koincydencji w funkcji zmiennej częstości zliczeń w obu kanałach, $J_k = f(J_1, J_2)$.



Rys. 6.1. Schemat blokowy zestawu pomiarowego: W – wzmacniacz liniowy, P – przelicznik, A – analizator + linia opóźniająca, UK – układ koincydencyjny, ZWN – zasilacz wysokiego napięcia, Z – źródło cząstek β^+

Opracowanie wyników

1. Narysować krzywą koincydencji opóźnionych:

- zinterpretować otrzymaną zależność,
- wyznaczyć opóźnienie rzeczywiste obu torów pomiarowych,
- wyznaczyć czas rozdzielczy układu koincydencyjnego – porównać go z ustawioną wartością,
- obliczyć liczbę koincydencji rzeczywistych, wyeliminować koincydencje przypadkowe:

$$J_{\text{całkowite}} = J_{\text{rzecz}} + J_1 J_2 2\tau,$$

gdzie:

J_1, J_2 – częstości zliczeń w torze 1 i 2,

τ – czas rozdzielczy układu koincydencyjnego.

2. Wyznaczyć czas rozdzielczy na podstawie pomiarów $J_k = f(J_1, J_2)$.

3. Wyznaczyć liczbę koincydencji przypadkowych w funkcji czasu rozdzielczego.

Literatura

1. Korbel K.: *Elektronika jądrowa*. Skrypty AGH, cz. 1, nr 878, 1982; cz. 2, nr 971, 1985; cz. 3 nr 1078, 1987

Ćwiczenie 7.

Dozymetria promieniowania jonizującego

Cel ćwiczenia

Zapoznanie się z:

- obowiązującymi jednostkami układu SI stosowanymi w dozymetrii,
- cechowaniem urządzeń dozymetrycznych,
- obliczaniem mocy dawki od nieosłoniętych źródeł promieniowania,
- obliczaniem grubości osłon przed promieniowaniem.

Podstawy fizyczne i definicje

Wielkości dotyczące promieniowania jonizującego:

1. Dawka pochłonięta

Jednostką dawki pochłoniętej jest grej [Gy], czyli dawka pochłonięta promieniowania jonizującego, przy której energia 1 J (dżula) zostaje przekazana ciału o masie 1 kg

$$D = \frac{d\bar{E}}{dm} = \left[\frac{\text{J}}{\text{kg}} \right] = [\text{Gy}], \quad (7.1)$$

gdzie:

$d\bar{E}$ – średnia energia przekazana przez promieniowanie jonizujące materii
w elemencie objętości,

dm – masa materii zawarta w tej objętości.

Jednostką nie wchodzącą do układu SI (pozaukładową) dawki pochłoniętej jest 1 rd (rad)

$$1\text{rd} = \frac{100 \text{ erg}}{\text{gram}};$$

$$1\text{rd} = 10^{-2} \text{ Gy}.$$

2. Moc dawki pochłoniętej

Jednostką mocy dawki pochłoniętej jest grej na sekundę (Gy/s).

3. Dawka ekspozycyjna

Jednostką dawki ekspozycyjnej jest kulomb na kilogram (C/kg) czyli dawka promieniowania fotonowego wytwarzającego ładunek 1 kulomba w postaci jonów jednego znaku w masie 1 kg suchego powietrza.

$$X = \frac{dQ}{dm} \left[\frac{\text{C}}{\text{kg}} \right], \quad (7.2)$$

gdzie:

dQ – bezwzględna wartość ładunków jonów jednego znaku w masie dm powietrza

Jednostką pozaukładową dawki ekspozycyjnej jest 1 R (rentgen),

$$1R = 2,58 \cdot 10^{-4} \frac{C}{kg}.$$

4. Moc dawki ekspozycyjnej

Jednostką mocy dawki ekspozycyjnej jest amper na kilogram (A/kg) czyli moc dawki promieniowania fotonowego, przy której dawka ekspozycyjna wzrasta do 1 (C/kg) (kulomb na kilogram) w czasie jednej sekundy

$$1 [A \text{ kg}^{-1}] = 1 [C \text{ kg}^{-1} s^{-1}];$$

$$\dot{X} = \frac{dX}{dt} [A \text{ kg}^{-1}] \quad (7.3)$$

Jednostką pozaukładową mocy dawki ekspozycyjnej jest (R/s) (rentgen na sekundę).

5. Równoważnik mocy dawki H

$$H = D Q N [J \text{ kg}^{-1}] = \text{Sievert} = (\text{Sv}), \quad (7.4)$$

gdzie:

D – dawka pochłonięta,

Q – współczynnik jakości promieniowania (dawniej QF),

N – inne współczynniki (obecnie przyjmuje się $N=1$).

Tab. 7.1. Wartości współczynnika jakości Q

Rodzaje promieniowania	Q
promieniowanie X , γ , elektrony	1
neutrony termiczne	4,5
neutrony inne, protony, pojedynczo naładowane cząstki o masie spoczynkowej większej niż 1 u	10
cząstki α i inne cząstki zawierające wielokrotny ładunek elementarny	25

6. Aktywność substancji promieniotwórczej

Jednostką aktywności substancji promieniotwórczej jest bekerel (Bq) czyli aktywność substancji promieniotwórczej, w której w ciągu każdej sekundy zachodzi średnio 1 samoistna przemiana jądrowa.

Ponieważ spotyka się często jeszcze jednostki pozaukładowe, poniżej podano kilka przykładów przeliczania zdefiniowanych wyżej wielkości z układu SI na jednostki pozaukładowe i odwrotnie.

Aktywność:

$$1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$$

$$(\text{Ci}) / 37 \rightarrow \text{GBq}^1$$

$$(\text{mCi}) / 37 \rightarrow \text{MBq}$$

$$(\mu\text{Ci}) / 37 \rightarrow \text{kBq}$$

$$1 \text{ Bq} = 2,7 \cdot 10^{-11} \text{ Ci}$$

$$(\text{GBq}) / 27 \rightarrow \text{mCi}$$

$$(\text{MBq}) / 27 \rightarrow \mu\text{Ci}$$

$$(\text{kBq}) / 27 \rightarrow \text{pCi}$$

Dawka pochłonięta:

$$1 \text{ rad} = 10^{-2} \text{ Gy}$$

$$(\text{rad}) / 10 \rightarrow \text{mGy}$$

$$(\text{mrad}) / 10 \rightarrow \mu\text{Gy}$$

$$1 \text{ Gy} = 10^2 \text{ rad}$$

$$(\text{mGy}) / 0,1 \rightarrow \text{rad}$$

$$(\mu\text{Gy}) / 0,1 \rightarrow \text{mrad}$$

Równoważnik dawki:

$$1 \text{ rem} = 10^{-2} \text{ Sv}$$

$$(\text{rem}) / 10 \rightarrow \text{mSv}$$

$$(\text{mrem}) / 10 \rightarrow \mu\text{Sv}$$

$$1 \text{ Sv} = 10^2 \text{ rem}$$

$$(\text{mSv}) / 0,1 \rightarrow \text{rem}$$

$$(\mu\text{Sv}) / 0,1 \rightarrow \text{mrem}$$

Dawka ekspozycyjna:

$$1 \text{ R} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ C/kg}$$

$$(\text{R}) / 0,258 \rightarrow \text{mC/kg}$$

$$(\text{mR}) / 0,258 \rightarrow \mu\text{C/kg}$$

$$1 \text{ C/kg} = 3,876 \cdot 10^3 \text{ R}$$

$$(\text{mC/kg}) / 3,876 \rightarrow \text{R}$$

$$(\mu\text{C/kg}) / 3,876 \rightarrow \text{mR}$$

¹Innymi słowy: wartość aktywności, wyrażona w Ci po podzieleniu przez 37 daje nam wartość aktywności wyrażoną w GBq; podobnie dla pozostałych konwersji.

Obliczanie mocy dawki \dot{X} od źródła punkowego:

$$\dot{X} = \Gamma \frac{A}{l^2} \left[\frac{\text{R}}{\text{h}} \right], \quad (7.5)$$

gdzie:

Γ – stała ekspozycyjna w $[\text{Rm}^2/\text{Ci h}]$,
 A – aktywność w $[\text{Ci}]$,
 l – odległość w $[\text{m}]$.

W układzie SI:

$$\dot{X} = \Gamma_r \frac{A}{l^2} \left[\frac{\text{cGy}}{\text{h}} \right], \quad (7.6)$$

gdzie:

Γ_r – wartość równoważna stałej ekspozycyjnej $[\text{cGy m}^2/\text{s} \cdot \text{GBq}]$,
 A – aktywność w GBq .

Wartość Γ_r oblicza się ze wzoru:

$$\Gamma_r = 6,55 \times 10^{-6} \Gamma \quad (7.7)$$

Stałe ekspozycyjne Γ można znaleźć w podręczniku T. Musiałowicza [2], natomiast Γ_r (stała ekspozycyjna równoważna) w Polskiej Normie [3].

Obliczanie grubości osłon

Wymaganą krotność osłabienia przez osłonę promieniowania pochodzącego ze źródła zbliżonego do punktowego i padającego bezpośrednio na osłonę oblicza się ze wzoru:

$$k = \frac{\Gamma_r \cdot A \cdot t}{D \cdot l^2}, \quad (7.8)$$

gdzie:

- t – tygodniowy czas narażania osób przebywających za osłoną (w sekundach),
- D – tygodniowa dawka graniczna dla osób zatrudnionych w warunkach narażenia na promieniowanie jonizujące (Zarządzenie Prezesa Państwowej Agencji Atomistyki z dnia 31 marca 1988, Monitor Polski Nr 14),
- l – najmniejsza odległość źródła promieniowania od miejsca osłanianego w warunkach pracy w [m].

Grubość osłony można następnie wyznaczyć z odpowiednich wykresów podających zależność krotności osłabienia od grubości danego materiału. Wykresy takie można znaleźć np. w Polskiej Normie PN-86/J-80001 [3]

Program ćwiczenia

1. Obliczyć na podstawie podanych wyżej wzorów oraz danych zawartych w pozycjach literatury [1],[2] moce dawki ekspozycyjnej w jednostkach SI oraz w jednostkach pozaukładowych, od źródła ^{226}Ra o aktywności 1 mCi, w odległości 1 m.
2. Sprawdzić obliczoną wartość przy użyciu dozymetru np. RKP-1 lub innego.
3. Zapoznać się z działaniem i obsługą przyrządów dozymetrycznych.
4. Wykonać cechowanie kilku przyrządów dozymetrycznych, mierząc nimi moc dawki od źródła ^{226}Ra (1 mCi w osłonie 0,5 Pt) w kilkunastu punktach poczynawszy od 0,03 m do 2 m, co 10 cm.
5. Wykonać cechowanie kilku przyrządów dozymetrycznych AD-1:
 - naładować komory (co najmniej 5 sztuk),
 - ustawić je w odległości 0,25 m od źródła ^{226}Ra (o aktywności 1 mCi w osłonie 0,5 mm Pt),
 - pozostawić komory na czas co najmniej 1 godziny, po czym dokonać odczytu dawki. Odczytane dawki porównać z wartością obliczoną.
6. Zmierzyć moce dawek dla różnych stanowisk pomiarowych – uwzględnić zwłaszcza podręczny magazyn źródeł promieniotwórczych.
7. Zmierzyć równoważnik mocy dawek pochodzących od źródeł neutronowych znajdujących się w pracowni. Do tego celu wykorzystać monitor neutronów typ: NM2 wyskalowany w Sv/h.

Opracowanie wyników

1. Sporządzić krzywe cechowania dla przyrządów ze skalą imp/s, imp/min, oraz sprawdzić poprawność wycechowania dla przyrządów ze skalą R/h, pA/kg.
2. Sporządzić plan pracowni i nanieść na nim zmierzone moce dawek. Zaznaczyć ewentualne miejsca, w których przekroczona jest dawka graniczna dla osób zatrudnionych w warunkach narażenia na promieniowanie jonizujące.

Literatura

1. Gostkowska B.: *Wielkości, jednostki i obliczenia stosowane w ochronie radiologicznej*. Warszawa, Centralne Laboratorium Ochrony Radiologicznej, 1991
2. Musiałowicz T.: *Obliczanie dawek i osłon przy narażaniu zewnętrznym*. Postępy Techniki Jądrowej 1977 Nr 79/603
3. PN-86/J-80001. Obliczanie dawek i osłon

Ćwiczenie 8.

Wyznaczanie poprawki na rozmiary źródła i geometrię pomiaru

Cel ćwiczenia

Zapoznanie się z wyznaczaniem bezwzględnej aktywności źródeł promieniotwórczych poprzez pomiar częstości zliczeń impulsów z uwzględnieniem poprawek geometrycznych.

Podstawy teoretyczne

Wyznaczanie aktywności a dowolnego źródła promieniotwórczego polega na pomiarze częstości zliczeń J licznika, a następnie na uwzględnieniu zależności:

$$J = k a, \quad (8.1)$$

gdzie: k – współczynnik wyrażający fakt, że licznik nie zlicza wszystkich fotonów wychodzących ze źródła.

Należy tu uwzględnić poprawki związane z: geometrią pomiaru, rozmiarami źródła, wydajnością detekcji, efektem rozpadu źródła, absorpcją w powietrzu, samoabsorpcją w źródle itp.

Tematem ćwiczenia jest wyznaczenie poprawki na rozmiary źródła i geometrię pomiaru.

Założmy, że źródło promieniowania ma kształt dysku o promieniu R i umieszczone jest współosiowo z licznikiem (rys. 8.1). Podzielmy powierzchnię źródła na elementarne źródła o powierzchni dS , przy czym:

$$dS = r dr d\phi \quad (8.2)$$

Aktywność elementarnego źródła o powierzchni dS wynosi:

$$da_o = \frac{r dr d\phi}{\pi R^2} a_o, \quad (8.3)$$

gdzie:

a_o – aktywność całkowita źródła.

Częstość impulsów rejestrowana przez licznik wynosi:

$$dJ_{oR} = k f_g da_o = k \frac{\omega(r)}{4\pi} da_o, \quad (8.4)$$

gdzie:

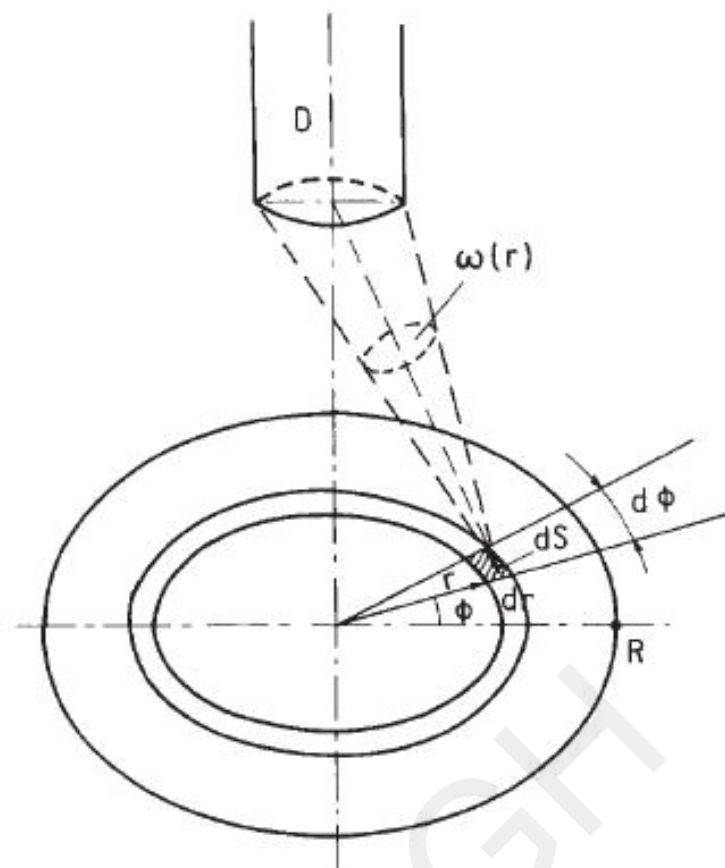
k – poprawka uwzględniająca wszystkie inne czynniki poza geometrycznym

Częstość zliczeń impulsów pochodzących od promieniowania całego źródła wyniesie:

$$J_{oR} = \int_0^{2\pi} \int_0^R a_o k \frac{\omega(r) r dr}{4\pi r^2} d\phi = \frac{k a_o}{2\pi r^2} \int_0^R \omega(r) r dr \quad (8.5)$$

Jeżeli aktywność źródła byłaby skupiona w jednym punkcie na osi licznika, to częstość zliczeń impulsów wyniosłaby:

$$J_o = a_o k \frac{\omega(0)}{4\pi} \quad (8.6)$$



Rys. 8.1. Szkic geometrii detektor – źródło: D – licznik okienkowy, R – promień źródła dyskowego

Zatem poprawka na rozmiary źródła i geometrię pomiaru wynosi:

$$f_R = \frac{J_o R}{J_o} = \frac{2}{R^2} \int_0^R \frac{J(r)}{J_o} r dr \quad (8.7)$$

Jak widać, należy w tym celu wyznaczyć doświadczalnie zależność częstości zliczeń impulsów $J(r)$ od źródła punkowego w funkcji odległości r od osi licznika.

Program ćwiczenia

1. Zapoznać się z urządzeniem służącym do wyznaczania poprawki na rozmiary źródła (tzw. stolikiem krzyżowym). Zestawić układ pomiarowy składający się z licznika G–M z przedwzmacniaczem, zasilacza ZWN, przelicznika elektronowego.
2. Wyznaczyć współrzędne położenia gniazda na źródło punktowe, przy którym są gniazda i oś licznika pokrywają się. Gniazdo to można przesuwając niezależnie wzdłuż osi x i y . W praktyce należy więc wyznaczyć funkcje $J(x)$ oraz $J(y)$ (gdzie: J – częstość zliczeń impulsów od źródła punkowego). Maksimum funkcji $J(x)$ i $J(y)$ wyznacza współrzędne osi licznik – źródło.
3. Wyznaczyć zależności $J(r)$ dla źródła punkowego dla trzech różnych odległości licznik – płaszczyzna, na której spoczywa źródło.
4. Zmierzyć częstość zliczeń impulsów dla płaskich preparatów promieniotwórczych o średnicach 25 mm i 54 mm.

Opracowanie wyników

1. Wyznaczyć poprawkę uwzględniającą rozmiary źródła dyskowego w funkcji jego promienia R . Do obliczeń zastosować np. całkowanie graficzne. Oszacować błąd wyznaczenia poprawki.
2. Określić aktywność zmierzonych preparatów dyskowych o średnicy 25 mm zakładając, że wszystkie poprawki poza geometrycznymi równe są jedności.

BG AGH

Ćwiczenie 9.

Wyznaczanie czasu połowicznego rozpadu izotopów krótkotrwałych

Cel ćwiczenia

Zapoznanie się z metodą pomiaru aktywności źródeł promieniotwórczych zmieniającej się w czasie pomiaru. Doświadczalne wyznaczanie czasu połowicznego zaniku (rozpadu) izotopów, dla których $T_{1/2}$ wynosi od kilku do kilkunastu minut.

Przygotowanie wstępne

Przed przystąpieniem do ćwiczenia należy:

1. Wyznaczyć czas aktywacji neutronami termicznymi dla nuklidów ^{127}I i ^{109}Ag oraz dla sumy $^{109}\text{Ag} + ^{107}\text{Ag}$. Przeanalizować dane zamieszczone w tabeli 9.1 i 9.2.
2. Jeżeli w czasie aktywacji powstaje kilka izotopów, a chcemy określić $T_{1/2}$ jednego z nich, to należy tak dobrać czas aktywacji, studzenia i sposób pomiaru, aby stosunek aktywności wybranego izotopu do pozostałych izotopów był możliwie duży. Przykładowo:
 - a) jeżeli $T_{1/2}^i$ badanego izotopu jest większy od maksymalnego czasu połowicznego zaniku izotopu zakłócającego ($T_{1/2}^z$), to należy próbkę aktywować przez czas około $3,5 T_{1/2}^i$ i studzić przez czas około $3,5 T_{1/2}^z$,

Tab. 9.1. Dane aktywacyjne dla aktywacji neutronami termicznymi [1]

Pierwiastek	Izotop	Abundancja [%]	Reakcja jądrowa $T_{1/2}$	Różniczkowy przekrój czynny σ_{akt} [barn]
Ag	^{107}Ag	51,35	$^{107}\text{Ag} (n, \gamma) ^{108}\text{Ag}$ 2,42 min	45 ± 4
			$^{109}\text{Ag} (n, \gamma) ^{110m}\text{Ag}$ 253 d	$3,2 \pm 0,4$
	^{109}Ag	48,65	$^{109}\text{Ag} (n, \gamma) ^{110}\text{Ag}$ 24,5 s	113 ± 13
I	^{127}I	100	$^{127}\text{I} (n, \gamma) ^{128}\text{I}$ 25 min	$5,6 \pm 0,3$

- b) jeżeli $T_{1/2}^i$ badanego izotopu jest mniejszy od maksymalnego czasu połowicznego zaniku izotopu zakłócającego ($T_{1/2}^z$), to należy próbkę aktywować możliwie krótko, nie studzić i możliwie natychmiast mierzyć.

Przytoczone wyżej uwagi należy uwzględnić, zwłaszcza przy aktywacji srebra, gdyż jego oba naturalne izotopy 107 i 109 mają różne przekroje czynne na aktywację neutronami termicznymi oraz różne czasy połowicznego zaniku.

Tab. 9.2. Skład promieniowania radioaktywnych izotopów – produktów aktywacji neutronami termicznymi

Izotop	$T_{1/2}$	Skład promieniowania, MeV (%)	
		cząstki	fotony γ
^{108}Ag	2,42 min	β^- 1,77(97) β^+ (0,1)	0,623(1,9)
^{110m}Ag	253 dni	β^- 0,086(55) 0,54(34)	0,66(100) 0,88(80)
^{110}Ag	24,5 s	β^- 2,87(88) 2,14(12)	0,656(11,8)
^{128}I	25 min	β^- 2,12(76) 1,67(16)	0,45(17) 0,45–0,98

3. Przeanalizować sposób pomiaru aktywności a

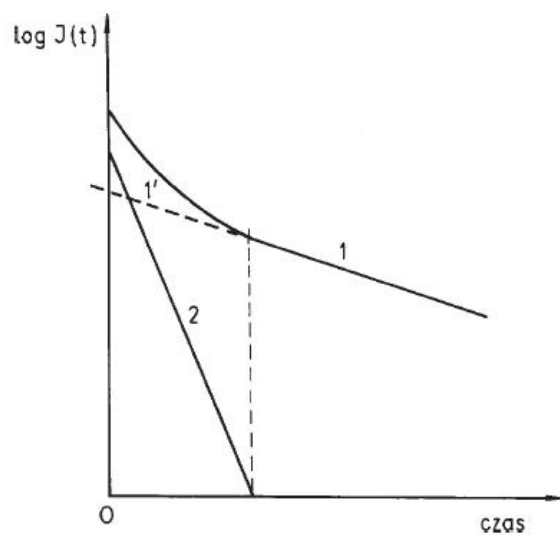
Przy pomiarze wolno rozpadających się izotopów ($T_{1/2}$ rzędu kilkunastu minut lub kilku godzin) można stosować metodę pomiaru częstości zliczeń $J(J \sim a)$ w równych odstępach czasu. W zależności od $T_{1/2}$ pomiar taki dokonuje się bez zatrzymywania przelicznika ($T_{1/2}$ rzędu kilku minut) lub przez zliczanie impulsów np. w ciągu jednej minuty w odstępach co 5 minut (dla $T_{1/2}$ rzędu kilkunastu minut). W przypadku bardzo krótkich czasów połowicznego rozpadu stosuje się elektroniczne analizatory czasowe.

Program ćwiczenia

1. Zestawić układ pomiarowy składający się z licznika G–M, zasilacza wysokiego napięcia i przelicznika. Wyznaczyć charakterystykę (plateau) licznika i napięcie pracy U_p . Zmierzyć tło. Z uwagi na małą liczbę zliczeń pomiar wykonać w domku osłonnym (ołowianym).
2. Przygotować próbki do aktywacji.
3. Umieścić próbkę zawierającą jod w urządzeniu aktywacyjnym (źródło Pu–Be). Czas aktywacji dla jodu $\sim 3 T_{1/2}$, to znaczy około 75 minut.
4. W czasie aktywacji próbki jodu, przeprowadzić aktywację blaszek srebrnych. Aktywację tę powtórzyć co najmniej 3 razy – zwłaszcza dla srebra krótkotrwałego. Aktywację przeprowadzić dla następujących przypadków:
 - aktywując oba izotopy srebra tzn. ^{107}Ag i ^{109}Ag ,
 - aktywując tylko srebro ^{107}Ag ,
 - aktywując tylko srebro ^{109}Ag .
5. Zmierzyć częstości zliczeń impulsów dla zaaktywowanych próbek srebra bezpośrednio po zakończeniu aktywacji. Pomiar przeprowadzić aż do zaniku aktywności, czyli praktycznie do trzech półokresów rozpadu.
6. Zmierzyć częstości zliczeń dla próbki z jodem.

Opracowanie wyników

1. Wykreślić zależności częstości zliczeń w funkcji czasu dla próbki ^{127}I . Wyniki nanieść na wykres $J(t)$ w postaci histogramu w układzie półlogarytmicznym. Wyznaczyć $T_{1/2}$ dla izotopu ^{127}I , korzystając z definicji czasu połowicznego rozpadu, tzn. wyznaczyć czas, po którym częstość zliczeń impulsów J_0 zmaleje do połowy wartości początkowej ($J_0/2$).
2. Wykreślić zależność częstości zliczeń impulsów od czasu dla próbki srebra, dla której zaaktywowwały się oba izotopy. Otrzymana zależność (w układzie półlogarytmicznym) nie jest linią prostą. Rozkład krzywej na składowe przedstawiono na rysunku 9.1. Część krzywej pochodzącą od długotrwałego izotopu srebra ekstrapolujemy w kierunku osi J . Od krzywej doświadczalnej odejmujemy ekstrapolowaną prostą, a wynik odejmowania nanosimy na ten sam wykres.



Rys. 9.1. Rozkład złożonej krzywej rozpadu na składowe: 1 – krzywa rozpadu (doświadczalna), 1' – ekstrapolacja krzywej, 2 – wynik odejmowania

3. Wyznaczyć $T_{1/2}$ dla obu izotopów srebra. Porównać wyniki z wartościami tablicowymi.
4. Oszacować błąd wyznaczenia $T_{1/2}$.

Literatura

1. Sprawocznik: *Jadernofizyčeskie konstanty dlja nejtronnogo aktivacionnogo analiza*. Moskva, Atomizdat 1969

Ćwiczenie 10.

Wyznaczanie czasu połowicznego rozpadu izotopów długotrwałych

Cel ćwiczenia

Celem ćwiczenia jest zapoznanie się z metodą wyznaczania czasu połowicznego rozpadu izotopów długotrwałych, dla których nie da się wyznaczyć $T_{1/2}$ poprzez pomiar zaniku aktywności (patrz ćw. 9), pt. „Wyznaczanie czasu połowicznego rozpadu izotopów krótkotrwałych”).

Podstawy fizyczne

Aktywność można wyrazić wzorem:

$$a = \frac{dN}{dt} = \lambda N,$$

gdzie:

a – aktywność (liczba rozpadów w jednostce czasu),

N – liczba jąder w próbce,

λ – stała rozpadu (prawdopodobieństwo rozpadu).

Ponieważ:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$$

stąd

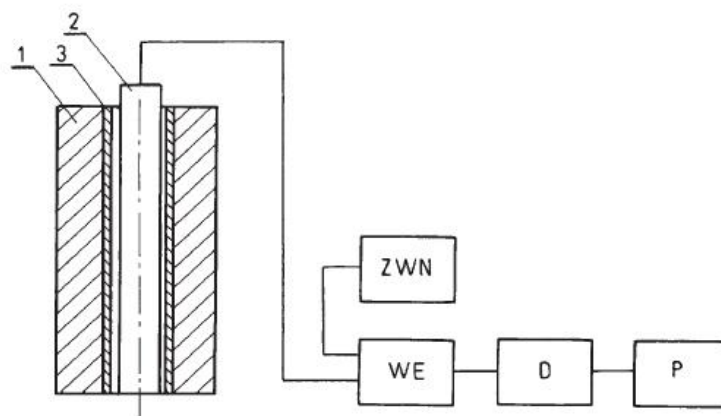
$$T_{1/2} = \frac{N}{a} \ln 2.$$

Widać więc, że czas połowicznego rozpadu $T_{1/2}$ możemy wyznaczyć poprzez pomiar aktywności a oraz aktualnej liczby N jąder aktywnych w próbce. Wyznaczenie bezwzględnej aktywności jest jednak bardzo trudne, dlatego w poniższym ćwiczeniu zastosujemy metodę porównawczą. Polega ona na pomiarach w identycznych warunkach częstości zliczeń (proporcjonalnych do aktywności) impulsów pochodzących od promieniowania dwóch długotrwałych źródeł promieniotwórczych, z których jedno (wzorcowe) ma znany czas $T_{1/2}^w$ połowicznego rozpadu. Nieznany czas $T_{1/2}^x$ połowicznego rozpadu drugiego źródła wyznacza się ze wzoru:

$$T_{1/2}^x = T_{1/2}^w \frac{N_x}{N_w} \frac{a_w}{a_x}. \quad (10.1)$$

Ponieważ oba pomiary ze źródłem wzorcowym (w) i badanym (x) przeprowadza się w tej samej geometrii, stąd do powyższego wzoru zamiast aktywności a można podstawić rejestrowaną częstość zliczeń J .

Geometrię pomiaru przedstawiono na rysunku 10.1. Detektor (cienkościenny aluminiowy licznik Geigera-Müllera) otoczony jest absorbentem aluminiowym, który wraz z detektorem umieszczony jest z kolei w naczyniu pomiarowym. Badana próbka promieniotwórcza zawiera siarczan potasu K_2SO_4 o masie 253,6 g. Wzorcem jest octan uranylu $UO_2(CH_3COO)_2 \cdot 2H_2O$ zmieszany z siarczanem wapnia $CaSO_4 \cdot 2H_2O$ (118,7 g $CaSO_4 \cdot 2H_2O$ zawiera 1,018% $UO_2(CH_3COO)_2 \cdot 2H_2O$). W ściankach naczynia (zarówno badanego i wzorcowego) wywiercone są otwory kolimujące cząstki β emitowane ze źródła. Otwory przesłonięte są folią aluminiową. Ponieważ energia cząstek β pochodzących z badanego źródła (potas) różni się od energii cząstek emitowanych przez uran, pomiary aktywności (częstości zliczeń) obu źródeł (tzn. K i U) będą obarczone błędem, spowodowanym różną absorpcją cząstek β w folii aluminiowej i ściankach licznika. W celu wyeliminowania tego błędu należy dodatkowo wyznaczyć krzywą absorpcji cząstek β w aluminium. Ekstrapolując znalezione krzywe do wartości



Rys. 10.1. Geometria pomiaru i schemat blokowy zestawu pomiarowego: 1 – naczynie pomiarowe wraz z badanym źródłem promieniowania, 2 – licznik, 3 – absorbent Al, D – dyskryminator, P – przelicznik, ZWN – zasilacz wysokiego napięcia, WE – układ wejściowy (wtórnik)

$d_{Al} = 0$, można wyznaczyć częstości zliczeń dla wzorca i próbki badanej przy zerowej grubości absorbentu. Znalezione wartości częstości zliczeń $J_0(K)$ i $J_0(U)$ należy wstawić do wzoru 10.1.

Program ćwiczenia

1. Zapoznać się ze schematem rozpadu potasu ^{40}K oraz szeregiem uranowym [1].
2. Przygotować układ pomiarowy do pracy (rys. 10.1).
3. Wyznaczyć krzywą absorpcji cząstek beta ze źródła potasowego (próbka badana) i źródła uranowego. Dane dotyczące absorbentów:

- a) grubość folii zakrywającej otwory wewnętrzne naczynia pomiarowego $2,4 \text{ mg/cm}^2$,
- b) grubość ścianki licznika 40 mg/cm^2 ,
- c) grubość absorbentu

nr 1	$22,0 \text{ mg/cm}^2$,
nr 2	$48,3 \text{ mg/cm}^2$,
nr 3	$58,4 \text{ mg/cm}^2$,
nr 4	$74,5 \text{ mg/cm}^2$,
nr 5	$88,5 \text{ mg/cm}^2$,
nr 6	$121,0 \text{ mg/cm}^2$,
nr 7	$1300,0 \text{ mg/cm}^2$.

4. Zmierzyć tło.

Opracowanie wyników

1. Narysować krzywe absorpcji cząstek beta ze źródła potasowego (próbka badana) i źródła uranowego.
2. Odczytać częstości zliczeń, ekstrapolując krzywe do wartości $d_{Al} = 0$.
3. Obliczyć $T_{1/2}$ dla potasu ^{40}K .
4. Oszacować błąd oznaczenia.
5. Porównać otrzymaną wartość z danymi tablicowymi.

Literatura

1. Polański A.: *Izotopy w geologii*. Warszawa, Wyd. Geologiczne 1978

Ćwiczenie 11.

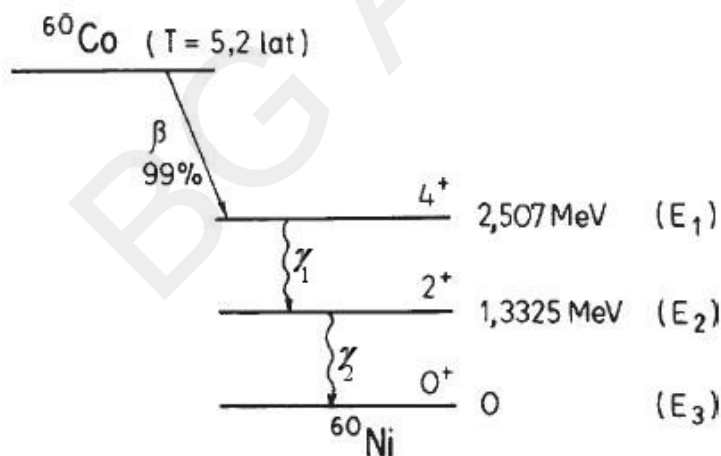
Pomiar aktywności źródeł promieniotwórczych metodą koincydencji

Cel ćwiczenia

Zapoznanie się z techniką pomiarową z zastosowaniem układów koincydencyjnych oraz pomiar aktywności źródła ^{60}Co . Uwaga: przed przystąpieniem do niniejszego ćwiczenia należy wykonać ćwiczenie pt. „Badanie układu koincydencyjnego”.

Metoda pomiarowa wykorzystująca układy koincydencyjne jest niezbędna przy badaniu schematów rozpadu izotopów promieniotwórczych. W niektórych przypadkach technika ta umożliwia określenie również aktywności tych izotopów. Dla rozpadów jądrowych zachodzących według schematu z rysunku 11.1 metoda koincydencji gamma–gamma umożliwia pomiar aktywności jąder wzbudzonych do poziomu E_1 . W tym celu należy wyznaczyć widmo promieniowania gamma, określić względne natężenia tego promieniowania w poszczególnych pikach głównych (pełnej absorpcji), a następnie zbadać liczbę koincydencji między fotonami o energiach $E_1 - E_2$ oraz $E_2 - E_3$.

Założmy, że liczba fotonów γ_1 (a więc i γ_2) emitowanych w każdej sekundzie wynosi a (aktywność). Niech wydajności liczników dla fotonów γ_1 i γ_2 wynoszą odpowiednio ε_1 i ε_2 . Częstości zliczeń w każdym z kanałów układu koincydencyjnego wyniosą wówczas:



Rys. 11.1. Schemat rozpadu jąder izotopu ^{60}Co

$$J_\gamma = a(\varepsilon_1 + \varepsilon_2). \quad (11.1)$$

Wielkości ε_1 i ε_2 reprezentują tu uogólnione wydajności liczników, tzn. iloczyny wszystkich poprawek dla obydwu układów detekcyjnych. Są one zatem miarami prawdopodobieństw detekcji fotonów γ_1 i γ_2 w poszczególnych kanałach układu koincydencyjnego. A zatem liczba koincydencji wyniesie:

$$J_{\gamma\gamma} = a \varepsilon_1 \varepsilon_2 + a \varepsilon_2 \varepsilon_1. \quad (11.2)$$

Iloczyn $a \varepsilon_1$ reprezentuje częstość zliczeń fotonów γ_1 w pierwszym torze pomiarowym, co pomnożone przez prawdopodobieństwo jednoczesnego zarejestrowania fotonu γ_2 w drugim torze daje średnią częstość koincydencji pochodzących od tego rozpadu.

Podnosząc do kwadratu wyrażenie (11.1) i dzieląc stronami przez równanie (11.2) otrzymamy:

$$\frac{J_{\gamma}^2}{J_{\gamma\gamma}} = \frac{a^2 (\epsilon_1 + \epsilon_2)^2}{2a \epsilon_1 \epsilon_2}; \quad (11.3)$$

stąd

$$a = \frac{J_{\gamma}^2 2\epsilon_1 \epsilon_2}{J_{\gamma\gamma} (\epsilon_1 + \epsilon_2)^2}. \quad (11.4)$$

Zakładając, że $\epsilon_1 = \epsilon_2$ (co dla mało różniących się energii fotonów gamma jest słuszne) otrzymamy w przybliżeniu:

$$a \approx \frac{J_{\gamma}^2}{2 J_{\gamma\gamma}}. \quad (11.5)$$

Program ćwiczenia

1. Zestawić układ pomiarowy jak w ćw. „Badanie układu koincydencyjnego”.
2. Przygotować układ pomiarowy tzn.:
 - wycechować oba tory spektrometryczne przy użyciu następujących źródeł promieniotwórczych: ^{137}Cs , ^{22}Na , ^{60}Co ,
 - wyznaczyć opóźnienie wzajemne dla obu torów, korzystając z krzywej koincydencji opóźnionych,
 - ustawić opóźnienia linii opóźniających w obu torach spektrometrycznych tak, aby zlikwidować wzajemne opóźnienie tych torów.
3. Wyznaczyć widmo różniczkowe promieniowania gamma izotopu ^{60}Co w obu torach spektrometrycznych.
4. Ustawić analizatory jednokanałowe w obu torach spektrometrycznych tak, aby obejmowały one oba piki główne fotonów o energiach 1,17 i 1,33 MeV.
5. Zmierzyć częstość zliczeń J_{γ} oraz $J_{\gamma\gamma}$ dla źródła ^{60}Co . Pomiary powtórzyć trzykrotnie, stosując taki czas pomiaru, aby względny błąd od fluktuacji statystycznych liczby zliczeń wynosi około 1%. Dobrać tak geometrię pomiaru, aby liczba rejestrowanych zliczeń w obu torach była taka sama.

Opracowanie wyników

1. Obliczyć aktywność źródła ^{60}Co . Przy obliczaniu liczby koincydencji rzeczywistych uwzględnić liczbę koincydencji przypadkowych.
2. Porównać otrzymany wynik z danymi zawartymi w atescie badanego źródła promieniotwórczego.

Literatura

1. Korbel K.: *Elektronika jądrowa*. Skrypty AGH, cz. 1 Nr 878 1982; cz. 2 Nr 971 1985; cz. 3 Nr 1078, 1987
2. Quittner P.: *Gamma-Ray Spectroscopy*. Budapest, Akademia Kiado, 1972

Ćwiczenie 12.

Wyznaczanie maksymalnej energii cząstek beta metodą Bethego

Cel ćwiczenia

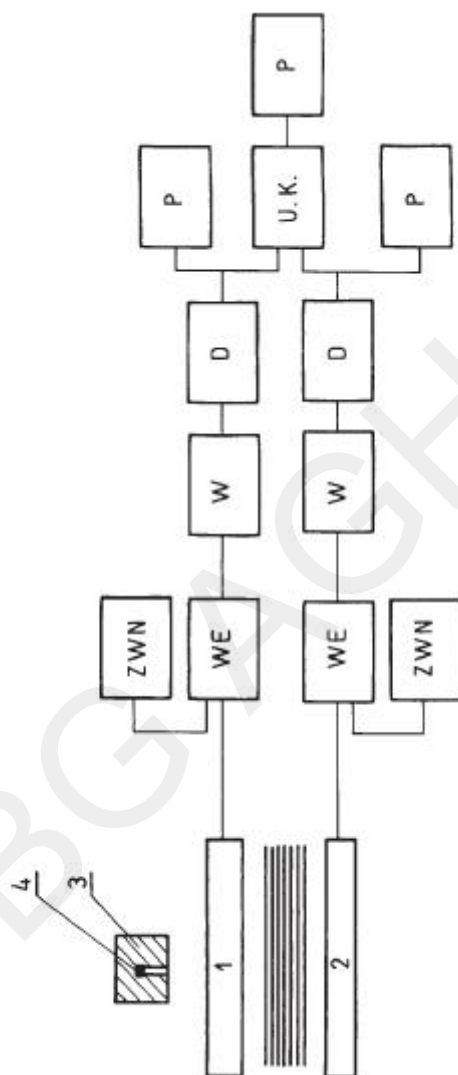
1. Identyfikacja izotopu promieniotwórczego przez wyznaczenie maksymalnej energii emitowanych cząstek beta.
2. Wyznaczenie grubości ścianek liczników G–M oraz innych grubości niedostępnych dla bezpośredniego pomiaru.

Program ćwiczenia

1. Zestawić układ pomiarowy wg rys. 12.1.
2. Wyznaczyć charakterystyki obu liczników G–M i dobrać ich napięcia pracy.
3. Dobrać optymalne parametry geometryczne zestawu pomiarowego.
4. Zmierzyć liczbę koincydencji zliczeń w zależności od grubości x absorbentu umieszczonego pomiędzy licznikami. (Absorbentami są płytki wykonane z blachy aluminiowej o grubości 0,1 mm). Uwaga: w trakcie pomiarów należy mierzyć również liczby zliczeń impulsów rejestrowanych przez poszczególne liczniki.

Opracowanie wyników

1. Na podstawie uzyskanych wyników pomiarowych wykreślić krzywe absorpcji $\ln(J/J_0) = f(x)$.
2. Określić grubość absorbentu dla połówkowego i całkowitego osłabienia strumienia cząstek beta.
3. Określić na podstawie odpowiednich wykresów (zależności między grubością absorbentu i maksymalną energią cząstek beta) maksymalną energię E_{\max} cząstek beta źródła promieniotwórczego zastosowanego w ćwiczeniu.
4. Znając maksymalną energię cząstek beta, zidentyfikować odpowiedni izotop promieniotwórczy (cz. I skryptu).
5. Na podstawie takich pomiarów wyznaczyć grubość ścianek licznika G–M.



Rys. 12.1. Geometria i schemat blokowy aparatury do pomiarów strumienia cząstek β ; 1, 2 – liczniki G–M (cienkościenne aluminiowe), 3 – kolimator źródła β , 4 – źródło β , ZWN – zasilacz wysokiego napięcia, P – przelicznik, W – wzmacniacz, D – dyskryminator, UK – układ koincydencyjny, WE – układ wejściowy z przedwzmacniaczem

Ćwiczenie 13.

Rozpraszanie cząstek beta

Cel ćwiczenia

1. Wyznaczenie widm energii cząstek beta emitowanych przez izotopy promieniotwórcze.
2. Wyznaczenie zależności między strumieniem wstecznie rozproszonych cząstek beta i liczbą atomową pierwiastka rozpraszającego.
3. Wyznaczenie krzywej cechowania przedstawiającej zależność między strumieniem rozproszonych wstecznie cząstek beta i zawartością pierwiastka o danej liczbie atomowej Z w próbkach materiału o względnie lekkiej matrycy.

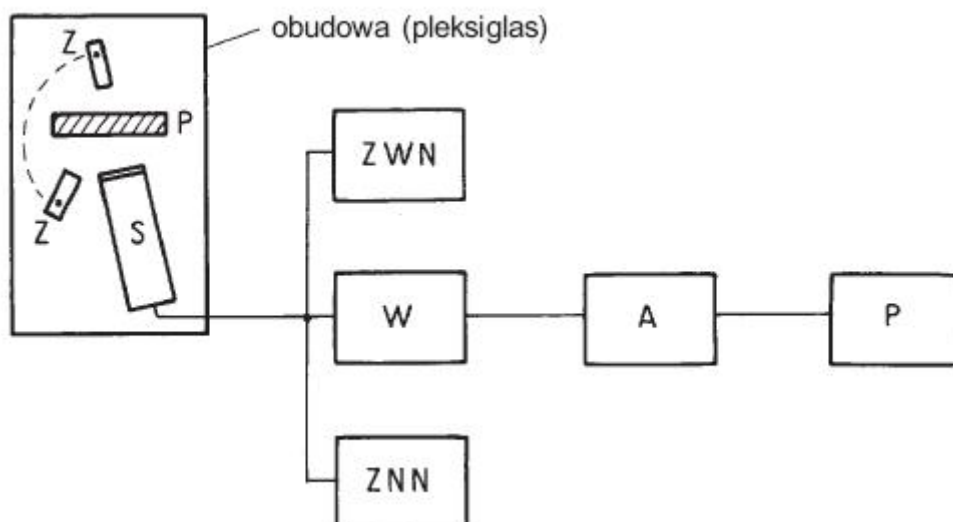
Podstawy fizyczne metody zostały omówione szczegółowo w pierwszej części skryptu. Przypomnijmy, że emitowane przez jądra cząstki beta (elektrony) oddziałują elektromagnetycznie z materią. W wyniku tego oddziaływania może następować:

- jonizacja atomów,
- rozpraszanie cząstek beta,
- generacja promieniowania hamowania.

W szczególności, cząstki beta mogą ulegać rozpraszaniu wstecznemu (tzn. po kątem bliskim 180°). Zarówno rozważania teoretyczne, jak i prace doświadczalne wskazują, że strumień cząstek beta Ψ_β rozproszonych wstecznie jest rosnącą funkcją liczby atomowej materiału rozpraszającego. W przypadku rozpraszania na materiale złożonym z różnych pierwiastków strumień ten zależy od tzw. efektywnej liczby atomowej Z_{ef} danego materiału. Liczba ta z kolei zależy głównie od zawartości pierwiastków ciężkich. Dzięki temu istnieje możliwość wykorzystania zjawiska wstecznego rozpraszania cząstek beta do oznaczania zawartości pierwiastków ciężkich w materiałach o stosunkowo lekkiej matrycy. Przykładem tego może być oznaczanie wolframu ($Z = 71$) w stali ($Z = 26$) lub ołowiu ($Z = 82$) w szkłe kryształowym, którego matrycę tworzą pierwiastki lekkie (O, Si, Ca) o liczbach atomowych w granicach 8–20.

Program ćwiczenia

1. Zestawić układ pomiarowy wg rys. **13.1**.
2. Wyznaczyć widmo energii cząstek beta emitowanych przez izotopy promieniotwórcze $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ oraz ^{208}Tl .
3. Zmierzyć względne strumienie cząstek beta rozproszonych wstecznie na różnych pierwiastkach: Al, Ti, Fe, Cu, Mo, Cd, Sn, W, Pb.
4. Zmierzyć względne wartości strumienia cząstek beta pochodzących ze źródła $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ rozpraszanych na próbkach wzorcowych szkła kryształowego o różnych znanych zawartościach ołowiu oraz na próbce o nieznannej zawartości Pb. Pomiaru dla próbki o nieznannej zawartości Pb powtórzyć 10 razy.



Rys. 13.1. Schemat blokowy zestawu pomiarowego: S – licznik scyntylacyjny, Z – źródło cząstek β , P – próbka rozpraszająca, W – wzmacniacz, A – analizator jednokanałowy, P – przelicznik, ZWN – zasilacz wysokiego napięcia

Opracowanie wyników

1. Narysować widma energii cząstek beta ze źródła $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ oraz ^{208}Tl . Narysować schematy rozpadu używanych izotopów i wypisać ich charakterystyczne dane (na podstawie tablic: Lederer, Hollander, Perlman „*Table of Isotopes*”).
2. Wykreślić krzywą przedstawiającą zależność strumienia Ψ_β rozpraszanych wstecznie cząstek beta od liczby atomowej materiału rozpraszającego.
3. Wykreślić krzywą cechowania przedstawiającą zależność strumienia Ψ_β od zawartości ołowiu. Wyznać na podstawie krzywej cechowania nieznaną zawartość ołowiu w próbce szkła.
4. Określić przedział ufności oznaczeń ołowiu, korzystając z testu Studenta.

Ćwiczenie 14.

Rentgenowska analiza fluorescencyjna

Cel ćwiczenia

Zapoznanie się z podstawami rentgenowskiej analizy fluorescencyjnej z dyspersją energii. Jest to metoda instrumentalna umożliwiająca szybkie oznaczanie zawartości różnych pierwiastków w badanym materiale.

Przygotowanie wstępne

Korzystając z części I skryptu i literatury uzupełniającej, przestudiować następujące zjawiska i prawa fizyczne:

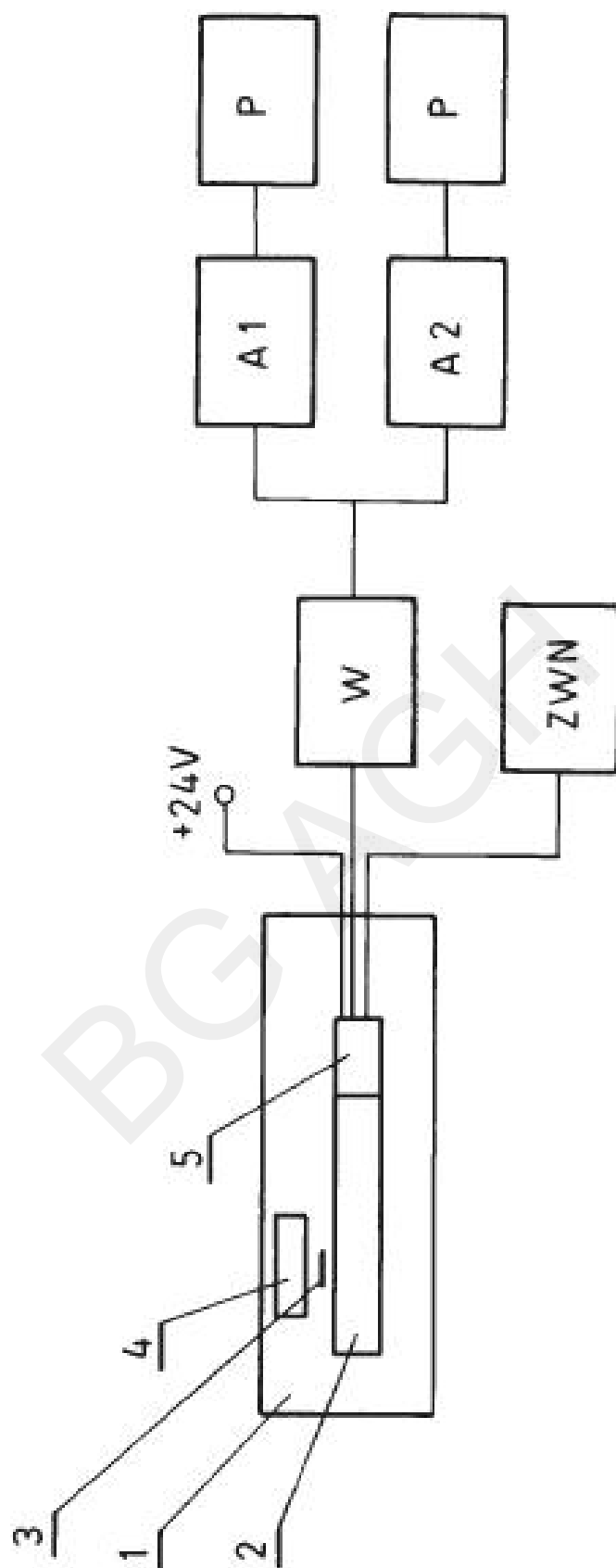
- wzbudzanie atomów przez fotony promieniowania gamma lub X ,
- emisja charakterystycznego promieniowania fluorescencyjnego,
- prawo Moseley'a,
- detekcja i spektrometria promieniowania X .

Program ćwiczenia

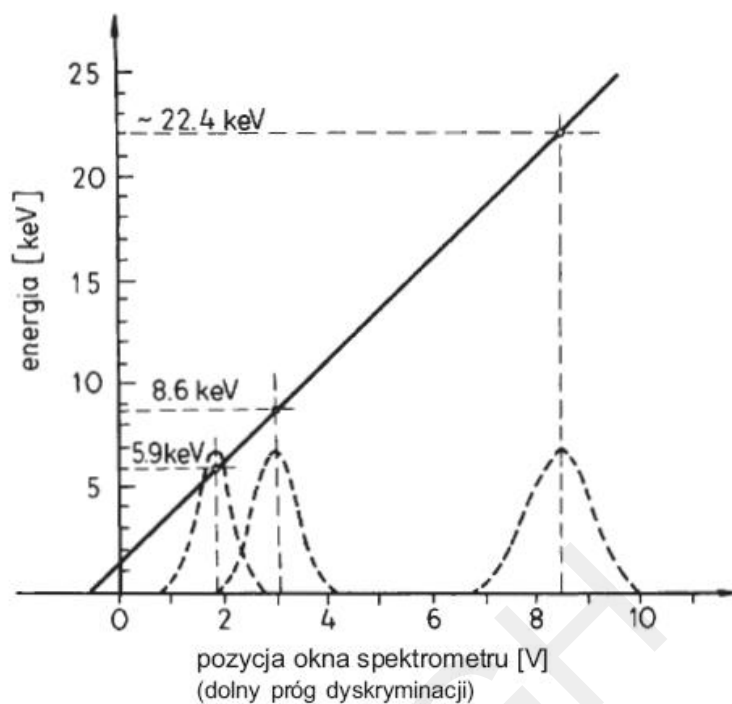
1. Cechowanie spektrometru przy użyciu promieniowania o znanych energiach fotonów,
2. Wyznaczanie krzywych cechowania przy użyciu próbek wzorcowych o znanych zawartościach oznaczanych składników.
3. Ilościowe oznaczanie zawartości określonych składników w kilku próbkach nieznanych.

Wykonanie ćwiczenia

1. Przygotować zestaw pomiarowy według schematu przedstawionego na rys. 14.1.
2. Zapoznać się z konstrukcją głowicy pomiarowej zawierającej licznik proporcjonalny i źródło promieniowania pierwotnego (wzbudzającego) ^{109}Cd .
3. Wycechować spektrometr przy użyciu źródła promieniotwórczego ^{109}Cd i charakterystycznego promieniowania fluorescencyjnego atomów Fe, Cu, Pb wzbudzanych w odpowiednich płytkach. Energie fotonów odpowiadające poszczególnym liniom widmowym serii K żelaza i miedzi oraz serii L ołowiu znaleźć w tabeli 3.2 w I części skryptu. Przykład cechowania spektrometru promieniowania X przedstawiono na rysunku 14.2.
4. Na podstawie widm charakterystycznego promieniowania fluorescencyjnego żelaza i ołowiu określić położenia i szerokości okien k_{Fe} i k_{Pb} spektrometru obejmujących piki pochodzące od promieniowania tych pierwiastków (serie Fe K i Pb L).



Rys. 14.1. Głowica pomiarowa i schemat blokowy zestawu pomiarowego: 1 – głowica pomiarowa (patent PRL 80232), 2 – licznik proporcjonalny, 3 – źródło promieniotwórcze, 4 – próbka, 5 – przedwzmacniacz, W – wzmacniacz liniowy, P – przelicznik, ZWN – zasilacz wysokiego napięcia, A1 , A2 – analizatory jednokanałowe



Rys. 14.2. Przykład cechowania spektrometru promieniowania X przy użyciu trzech źródeł fotonów o znanych energiach: 5,9 keV (promieniowanie źródła ^{55}Fe), 8,6 keV (promieniowanie fluorescencyjne cynku – linia $\text{Zn } K_{\alpha}$), 22,4 keV (promieniowanie źródła ^{109}Cd)

Tab. 14.1. Wykaz dwóch zestawów próbek wzorcowych o stałej matrycy i różnych zawartościach żelaza i ołowiu

Nr próbki	Zawartość Fe [%]	Nr próbki	Zawartość Pb [%]
1 a	1	1 b	0,5
2 a	3	2 b	1,0
3 a	5	3 b	1,5
4 a	7	4 b	2,0
5 a	9	5 b	2,5
6 a	11	6 b	3,0
7 a	13	7 b	3,5
8 a	15	8 b	4,0
9 a	17	9 b	4,5
10 a	19	10 b	5,0

5. Wyznaczyć krzywe cechowania przedstawiające zależności między częstościami zliczeń impulsów rejestrowanych w oknach k_{Fe} i k_{Pb} , a znanymi zawartościami odpowiednich pierwiastków w próbkach wzorcowych. Wykaz próbek wzorcowych przedstawiono w tabeli **14.1**.

Próbki do analizy: X_1 , X_2 , X_3 .

6. Zmierzyć kolejno częstości zliczeń impulsów w oknach spektrometru k_{Fe} i k_{Pb} dla kilku próbek nieznan. Na podstawie wyników tych pomiarów i posiadanych krzywych cechowania oznaczyć zawartości żelaza i ołowiu w tych próbkach.
7. Powtórzyć 10 razy fluorescencyjne oznaczenie żelaza i ołowiu w dwóch wybranych próbkach. Na podstawie uzyskanych danych obliczyć precyzję (powtarzalność) analizy i określić przedział ufności w oparciu o test Studenta.

Literatura

1. Dziunikowski B.: *Podstawy rentgenowskiej radioizotopowej analizy fluorescencyjnej*. Część I. Skrypt AGH Nr 669, Kraków 1978
2. Dziunikowski B.: *Radiometryczne metody analizy chemicznej*. Warszawa, WNT 1991

Ćwiczenie 15.

Efekty matrycy w rentgenowskiej analizie fluorescencyjnej

Cel ćwiczenia

1. Zapoznanie się z tak zwanymi „efektami matrycy”, które stanowią główne źródło błędów w rentgenowskiej analizie fluorescencyjnej. Matrycą (osnową) nazywamy analizowaną substancję z wyłączeniem składnika oznaczanego. Wśród efektów matrycy można wyróżnić:
 - a) **efekt absorpcyjny** – polegający na osłabianiu natężenia charakterystycznego promieniowania fluorescencyjnego oznaczanych składników wskutek silnej absorpcji tego promieniowania przez atomy niektórych pierwiastków przeszkadzających w matrycy,
 - b) **efekt wzmocnienia** – polegający na wzmacnianiu natężenia promieniowania fluorescencyjnego oznaczanych pierwiastków wskutek dodatkowego wzbudzenia ich atomów przez promieniowanie fluorescencyjne niektórych pierwiastków przeszkadzających w matrycy.
2. Zapoznanie się z metodą „fluorescencyjno–rozproszeniową” umożliwiającą częściową eliminację błędów związanych z absorpcyjnym efektem matrycy.

Przygotowanie wstępne

Korzystając z podanej literatury, przestudiować problem efektów matrycy w rentgenowskiej analizie fluorescencyjnej oraz metody eliminacji związanych z tymi efektami błędów analizy. W szczególności zwrócić uwagę na metodę fluorescencyjno–rozproszeniową.

Program ćwiczenia

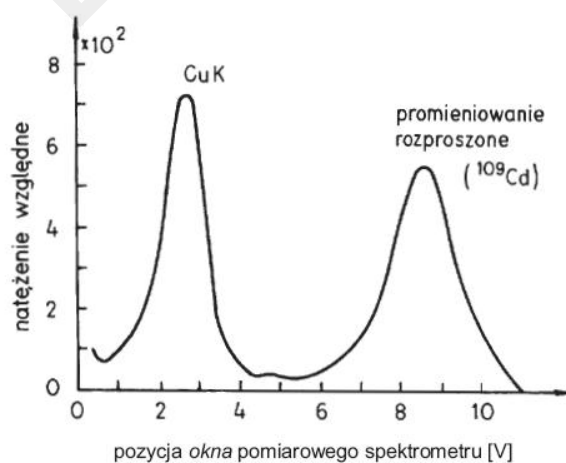
1. Cechowanie spektrometru za pomocą promieniowania o znanych energiach fotonów.
2. Wyznaczenie krzywych cechowania przy użyciu próbek wzorcowych o znanych zawartościach pierwiastka oznaczanego i przeszkadzającego. Wykaz takich próbek zawiera tabela 15.1.
3. Pomiary natężenia promieniowania rozproszonego w próbkach wzorcowych.
4. Zastosowanie metody fluorescencyjno–rozproszeniowej w celu zmniejszenia absorpcyjnego efektu matrycy.

Wykonanie ćwiczenia

1. Przygotować zestaw pomiarowy według schematu przedstawionego na rys. 14.1 w poprzednim ćwiczeniu.
2. Zmierzyć widma promieniowania wtórnego dwóch próbek wzorcowych o najmniejszej i największej zawartości pierwiastka przeszkadzającego (Ca) zawierających pierwiastek oznaczany (Cu). Przykład takiego widma przedstawiono na rysunku 15.1.
3. Na podstawie uzyskanych widm określić położenie i szerokości okien pomiarowych spektrometru obejmujących piki pochodzące od promieniowania fluorescencyjnego pierwiastka oznaczanego (kanał k_f) i promieniowania rozproszonego (kanał k_r).
4. Przeprowadzić pomiary częstości zliczeń impulsów J_f i J_r w obu oknach dla wszystkich próbek o znanych zawartościach pierwiastka oznaczanego i przeszkadzającego podanych w tabeli 15.1.

Tab. 15.1. Wykaz próbek wzorcowych o różnych zawartościach miedzi i różnym składzie matrycy ($\text{SiO}_2 + \text{CaCO}_3$)

Nr próbki	% Cu	% CaCO_3
1	2	0
2	4	
3	6	
4	8	
5	10	
6	2	20
7	4	
8	6	
9	8	
10	10	
11	2	40
12	4	
13	6	
14	8	
15	10	
16	2	60
17	4	
18	6	
19	8	
20	10	



Rys. 15.1. Przykład widma promieniowania wtórnego próbki rudy miedzi otrzymanego przy użyciu spektrometru z licznikiem proporcjonalnym; źródło promieniowania pierwotnego ^{109}Cd

5. Narysować rodzinę krzywych cechowania przedstawiających zależności między częstością zliczeń J_f i zawartością pierwiastka oznaczanego dla określonych stałych zawartości pierwiastka przeszkadzającego.
6. Narysować powtórnie podobną rodzinę krzywych, zastępując częstości zliczeń J_f przez stosunek częstości J_f/J_r .
7. Z porównania obu rodzin krzywych oszacować zmniejszenie błędu oznaczeń związanego z absorpcyjnym efektem matrycy.

Literatura

1. Dziunikowski B.: *Podstawy rentgenowskiej radioizotopowej analizy fluorescencyjnej*. Część II. Skrypt AGH Nr 680, Kraków 1979

Ćwiczenie 16.

Selektywna metoda gamma–gamma oznaczania pierwiastków ciężkich

Cel ćwiczenia

Zapoznanie się z selektywną metodą gamma – gamma oznaczania zawartości pierwiastków ciężkich w stosunkowo lekkiej matrycy. Metoda polega na wykorzystaniu wpływu składu chemicznego badanego ośrodka na kształt widma promieniowania gamma rozproszonego w tym ośrodku.

Przygotowanie wstępne

Przed przystąpieniem do ćwiczenia należy zapoznać się z fizycznymi podstawami selektywnego profilowania gamma–gamma stosowanego w geofizyce wiertniczej.

Aparatura elektroniczna

Jednokanałowy zestaw spektrometryczny z licznikiem scyntylicyjnym NaI(Tl).

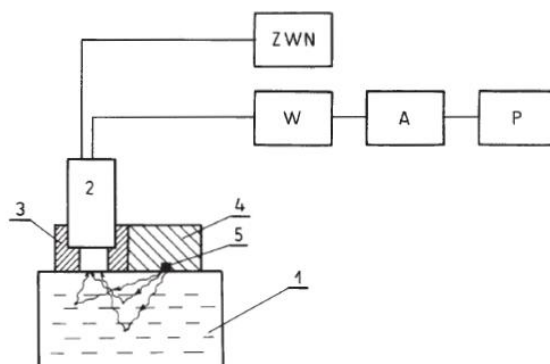
Wykonanie ćwiczenia

1. Zestawić układ pomiarowy wg rys. **16.1**.
2. Ustawić wzmocnienie układu tak, aby amplituda impulsów pochodzących od promieniowania izotopu ^{137}Cs wynosiła ok. 9 V.
3. Wycechować spektrometr przy użyciu zestawu promieniotwórczych źródeł spektrometrycznych (^{137}Cs , ^{203}Hg , ^{133}Ba). Dla każdego z tych źródeł wyznaczyć położenie fotopiku. Pomiary wykonać przy szerokości okna analizatora wynoszącej 0,1 V. Czas pojedynczego pomiaru powinien być 10–20 s.
4. Umieścić licznik scyntylicyjny w kolimatorze zestawu pomiarowego (rys. **16.1**, geometria 2π). Do kolimatora włożyć źródło ^{137}Cs (uwaga: w związku z dużą aktywnością stosowanego źródła czynności te wykonuje asystent prowadzący ćwiczenia).
5. Zmierzyć widma energii promieniowania γ rozpraszanego na próbkach zawierających 0, 1, 3 i 10 % Pb (tab. **16.1**) oraz na próbce zawierającej nieznaną zawartość ołowiu (próbka nr 12). Czasy pomiarów częstości zliczeń w poszczególnych kanałach analizatora powinny wynosić 5–10 s, przy szerokości okna analizatora 0,1 V. Położenie *okna* zmieniać od 0,4 V aż do fotopiku pochodzącego od promieniowania źródła ^{137}Cs .
6. Na tych samych próbkach (modelach) wykonać pomiary całkowitej częstości zliczeń (J_{total}) potrzebne do wyznaczenia parametrów P przy położeniu dyskryminatora 0,4 V oraz z dyskryminacją odpowiadającą energiom 100, 150, 200, 250 i 300 keV.

Parametrem spektrometrycznym (P) nazywamy stosunek natężeń rozproszonego promieniowania gamma w dwóch różnych zakresach widma (przedziałach energii). Zdefiniowany w ten sposób parametr P można wyrazić wzorem:

$$P = \frac{J(\Delta E)_1}{J(\Delta E)_2}; \quad P = f(\% \text{ Pb}).$$

Dla ustawienia odpowiadających tym energiom progów dyskryminacji należy skorzystać z krzywej cechowania wyznaczonej uprzednio przy użyciu promieniotwórczych źródeł spektrometrycznych.



Rys. 16.1. Geometria pomiaru i schemat blokowy zestawu pomiarowego w selektywnej metodzie gamma–gamma: 1 – próbka materiału rozpraszającego z ołowiem, 2 – licznik scyntylacyjny, 3 – kolimator licznika, 4 – kolimator źródła, 5 – źródło ^{137}Cs , W – wzmacniacz liniowy, A – analizator, ZWN – zasilacz wysokiego napięcia, P – przelicznik

- Wykonać pomiar tła na kostkach ołowianych przy położeniu dyskryminatora 0,4 V, jak również dla wyżej wymienionych poziomów dyskryminacji.

Opracowanie wyników

- Narysować krzywą cechowania energetycznego, tzn. zależność między poziomem dyskryminacji (dolnym progiem dyskryminacji lub środkiem okna wyrażonym w woltach) i energią fotonów emitowanych przez poszczególne źródła promieniotwórcze.
- Wykreślić krzywą cechowania dla niespektrometrycznej wersji selektywnej metody gamma–gamma, tzn. zależność między częstością zliczeń impulsów rejestrowanych w całym zakresie widma (powyżej progu 0,4 V) i zawartością W ołowiu w poszczególnych próbkach (modelach) wzorcowych

$$f(W) = \frac{(J_{total} - J_{tla})_i}{(J_{total} - J_{tla})_0} \quad (16.1)$$

Z uzyskanej krzywej cechowania wyznaczyć nieznaną zawartość ołowiu w próbce analizowanej.

- Na podstawie wyników uzyskanych w pkt. 6 wykreślić widma energii. Zinterpretować podobieństwa i różnice między otrzymanymi widmami. Wyznaczyć energię, począwszy od której widma te praktycznie nie zmieniają się ze zmianą zawartości Pb w materiale rozpraszającym.
- Wykreślić krzywe cechowania $P = f(W)$ dla pięciu parametrów P różniących się energią graniczną, a następnie z uzyskanych krzywych oznaczyć zawartość Pb w próbce analizowanej.
- Korzystając z wykreślonych widm, znaleźć taki parametr widma, który byłby możliwie najbardziej czuły na zmiany zawartości ołowiu.

Tab. 16.1. Zawartość ołowiu w próbkach wzorcowych

Nr próbki	Zawartość Pb [%wag]
9	0
10	1
11	3
12	x
13	10

Literatura

1. Charbuciński J.: *Rozwiązanie zagadnienia odwrotnego w spektrometrii rozproszonego promieniowania gamma do analizy pierwiastków ośrodków rudnych*. Zeszyty Naukowe AGH Nr 774. Fizyka z. 44, Kraków 1980
2. Dziunikowski B.: *Zastosowanie izotopów promieniotwórczych*. Część 1. Kraków, Wyd. Naukowo–Dydaktyczne AGH, 1995

Ćwiczenie 17.

Oznaczanie żelaza w piaskach żelazistych metodą selektywnej absorpcji promieniowania gamma ze źródła ^{241}Am

Cel ćwiczenia

Wykorzystanie metody selektywnej absorpcji promieniowania gamma do oznaczania zawartości żelaza w próbkach piasków żelazistych.

Podstawy fizyczne

Skolimowana wiązka promieniowania gamma lub X (strumień fotonów) o energii $h\nu$ mniejszej niż 500 keV przechodząc przez warstwę materiału o masie powierzchniowej M , ulega osłabieniu w wyniku zarówno absorpcji fotoelektrycznej, jak i rozprożeń.

W przybliżeniu wyraża to wzór:

$$J = J_o e^{-\bar{\mu}M}, \quad (17.1)$$

gdzie:

J_o – natężenie wiązki promieniowania przy masie powierzchniowej absorbentu $M = 0$,

J – natężenie wiązki promieniowania po przejściu przez warstwę absorbentu o masie powierzchniowej M ,

$\bar{\mu}$ – średni masowy współczynnik osłabienia wiązki danego promieniowania w próbce [cm^2/g],

M – masa powierzchniowa [g/cm^2]

Metoda absorpcji selektywnej

Jeżeli „prześwietlany” materiał jest mieszaniną różnych pierwiastków, to średni masowy współczynnik absorpcji wyraża się wzorem:

$$\bar{\mu} = \sum_i^n W_i \mu_i, \quad (17.2)$$

gdzie:

W_i – zawartości względne poszczególnych składników o masowych współczynnikach absorpcji μ_i ; przy czym $\sum_i W_i = 1$.

W przypadku próbki złożonej tylko z dwóch składników, powyższy wzór upraszcza się do postaci:

$$\bar{\mu} = \mu_1 W_1 + \mu_2 W_2 \quad \text{oraz} \quad W_1 + W_2 = 1.$$

Eliminując z tego równania np. W_2 i wstawiając do (17.1) otrzymamy:

$$J = J_o \exp\{-(\mu_1 - \mu_2)W_1 + \mu_2\} M\}. \quad (17.3)$$

Jak wynika z ostatniego wzoru (17.3), osłabienie J/J_o wiązki promieniowania w próbce dwuskładnikowej o określonej masie powierzchniowej M zależy jednoznacznie od zawartości W_1 jednego ze składników. Drugi składnik możemy tu traktować jako matrycę, którą niekoniecznie musi stanowić pojedynczy pierwiastek.

Może to być związek chemiczny lub mieszanina różnych składników. Istotne jest tylko to, aby masowy współczynnik osłabienia danego promieniowania w takiej matrycy miał taką samą wartość dla wszystkich próbek wzorcowych i analizowanych.

Czułość metody S definiujemy jako stosunek względnej zmiany mierzonego bezpośrednio sygnału (częstości zliczeń) do względnej zmiany zawartości oznaczanego pierwiastka:

$$S = \frac{dJ}{J} / \frac{dW}{W} = \frac{dJ}{dW} \frac{W}{J} \quad (17.4)$$

Wychodząc z tej definicji i wzoru (17.3) można wykazać, że:

$$S = (\mu_1 - \mu_2) W_1 M \quad (17.5)$$

Dobór optymalnej masy powierzchniowej

Jako kryterium doboru optymalnej masy powierzchniowej w analizie absorpcyjnej można przyjąć minimalny błąd statystyczny pomiaru natężenia promieniowania przechodzącego przez próbkę. Różniczkując wzór (17.3), a następnie szukając ekstremum (minimum) tej funkcji względem M , można wykazać, że optymalna masa $M_{(opt)}$ wyraża się wzorem:

$$M_{(opt)} = \frac{2}{(\mu_c - \mu_m) W_c + \mu_m} \quad (17.6)$$

gdzie indeks c odnosi się do oznaczanego pierwiastka ciężkiego, m – do matrycy.

Powyższy teoretyczny sposób znajdowania optymalnej masy powierzchniowej nie jest dokładny, co wynika głównie z różnych wartości tablicowych i efektywnych współczynników μ_c i μ_m . W związku z tym opracowano sposób czysto empiryczny. Dla jego wyjaśnienia zauważmy, że wskaźnikiem nachylenia krzywej absorpcji opisanej wzorem (17.3), a tym samym czułości metody, jest stosunek $R = J_g/J_d$ gdzie J_g i J_d oznaczają odpowiednio częstości zliczeń impulsów otrzymanych dla próbek o największej (górnej) i najmniejszej (dolnej) zawartości oznaczanego pierwiastka (przy założeniu, że masy powierzchniowe obu próbek są jednakowe). Wykreślając wielkość R w funkcji masy powierzchniowej, określamy jej wartość optymalną jako taką, przy której krzywa $R = f(M)$ staje się prawie pozioma.

Program ćwiczenia

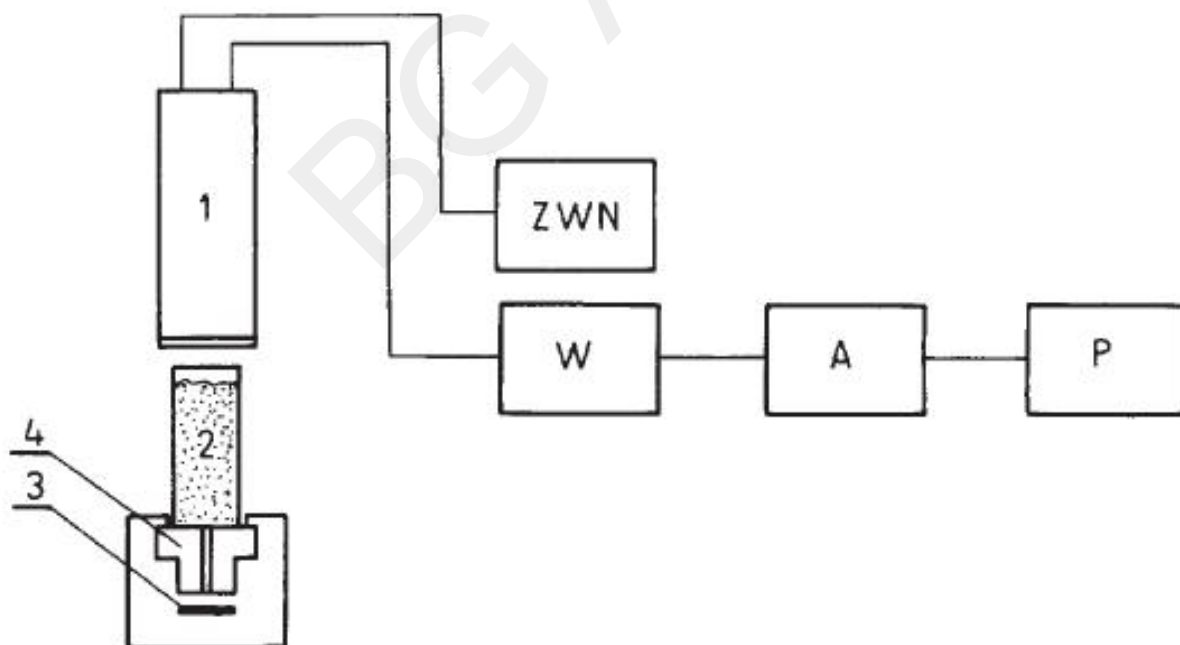
Ćwiczenie polega na doświadczalnym wyznaczeniu krzywej absorpcji (krzywej cechowania) przy użyciu 10 próbek wzorcowych o znanych zawartościach żelaza, a następnie na oznaczeniu zawartości tego pierwiastka w próbkach nieznanych.

Wykonanie ćwiczenia

1. Zestawić cały układ pomiarowy według schematu blokowego (rys. 17.1). Uwaga: jeżeli nie wykonuje się pomiarów, to należy pomiędzy źródło i licznik wstawić absorbent ołowiany.
2. Wyznaczyć optymalną masę powierzchniową próbek.
3. Przeprowadzić pomiary częstości zliczeń dla 10 próbek wzorcowych o optymalnej masie powierzchniowej oraz dla próbek nieznanych x_1, x_2, x_3 (tabela 17.1).
4. Przeprowadzić 10 podobnych pomiarów np. dla próbki x_1 .

Tab. 17.1. Zawartości żelaza w próbkach wzorcowych

Numer próbki wzorcowej	Zawartość Fe(%wag) według oznaczeń chemicznych
1	2,4
2	5,1
3	8,3
4	13,2
5	16,7
6	21,1
7	27,7
8	36,5
9	41,8
10	46,2



Rys. 17.1. Schemat blokowy zestawu pomiarowego w metodzie selektywnej absorpcji promieniowania gamma:
 1 – licznik scyntylacyjny z kryształem czułym na niskoenergetyczne promieniowanie gamma, 2 – próbka proszkowa, 3 – źródło ^{241}Am , 4 – kolimator źródła, W – wzmacniacz liniowy, A – analizator, P – przelicznik, ZWN – zasilacz wysokiego napięcia

Opracowanie wyników

1. Na podstawie wyników pomiarowych wykreślić krzywą cechowania.
2. Korzystając z krzywej cechowania i uzyskanych danych pomiarowych, oznaczyć zawartość żelaza w nieznanach próbkach (x_1 , x_2 , x_3).
3. Na podstawie wyników otrzymanych w pkt 4 obliczyć metodą najmniejszych kwadratów średnie odchylenie standardowe pojedynczego oznaczenia zawartości żelaza i określić przedział ufności tych oznaczeń, korzystając z testu Studenta.

Literatura

1. Dziunikowski B.: *Zastosowanie absorpcji i rozpraszania promieniowania gamma do analizy chemicznej*. Zeszyty Naukowe AGH, Nr 411 Mat–Fiz–Chem. z. 16, Warszawa – Kraków, PWN 1974
2. Dziunikowski B.: *Radiometryczne metody analizy chemicznej*. Warszawa, WNT 1991

Ćwiczenie 18.

Oznaczanie zawartości naturalnych pierwiastków promieniotwórczych

Cel ćwiczenia

1. Wyznaczenie zawartości naturalnych pierwiastków promieniotwórczych w materiałach i surowcach budowlanych oraz minerałach.
2. Zaznajomienie się z metodyką pomiarów małych aktywności i budową osłon przed promieniowaniem zewnętrznym.

Przygotowania wstępne

Przed przystąpieniem do wykonywania ćwiczenia należy przestudiować następujące zagadnienia:

- naturalne szeregi promieniotwórcze,
- równowaga promieniotwórcza (zwłaszcza w szeregu uranowym),
- występowanie naturalnych pierwiastków promieniotwórczych w środowisku człowieka (promieniotwórczość skał, gleb, naturalnych i sztucznych materiałów budowlanych).

Aparatura pomiarowa

Spektrometr trójkanałowy, w skład którego wchodzi:

- licznik scyntylicyjny z kryształem NaI(Tl) o wymiarach 75x75 mm,
- wzmacniacz WL-21,
- analizatory jednokanałowe – 3 szt.,
- przeliczniki P-21 – 3 szt.,
- zasilacz wysokiego napięcia ZWN 44,
- osłona ołowiana z kształtek ołowianych o grubości 100 mm (domek ołowiany).

Wykonanie ćwiczenia

1. Zestawić aparaturę pomiarową wg rys. **18.1**.
2. Wykonać cechowanie spektrometru przy użyciu źródeł ^{22}Na , ^{137}Cs i ^{60}Co . Wzmocnienie wzmacniacza ustawić tak, aby amplituda odpowiadająca energii 2,5 MeV wynosiła ok. 9 V.
3. Ustalić trzy przedziały energetyczne odpowiadające energiom promieniowania gamma potasu ^{40}K (1,46 MeV), bizmutu ^{214}Bi (1,76 MeV) i talu ^{208}Tl (2,62 MeV).

4. Zmierzyć natężenie promieniowania próbek wzorcowych K, U i Th, notując liczby zliczeń w odpowiednich kanałach spektrometru (potasowym, uranowym i torowym).

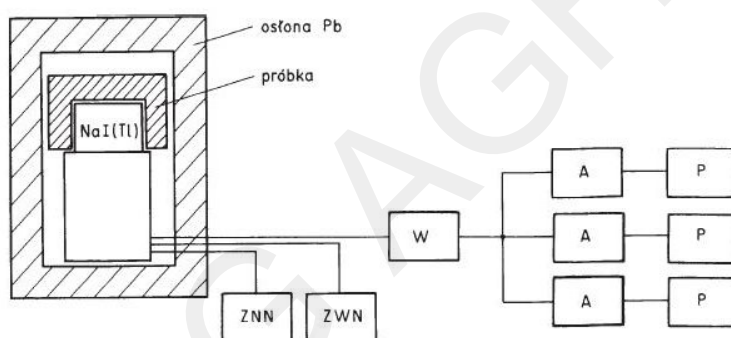
Uwaga: kanały energetyczne ustawić tak, jak podaje to poniższa tabela:

izotop	dolny próg [MeV]	górny próg [MeV]
potas ^{40}K	1,3	1,6
bismut ^{214}Bi	1,6	1,9
tal ^{208}Tl	2,4	2,8

Zmierzyć natężenie promieniowania gamma dla próbek badanych.

5. Zmierzyć tło w poszczególnych kanałach energetycznych *oknach analizatora*.

Uwaga: ze względu na małą aktywność właściwą zarówno mierzonych wzorców, jak i nieznanej próbki należy czas pomiaru ustawić na co najmniej 20 min. W pomiarach rutynowych czas ten (w zależności od aktywności właściwej i masy próbki) wynosi 100 min. dla próbek o masie ok. 1 kg oraz 1000 min. dla próbek o masie ok. 100–200 g.



Rys. 18.1. Schemat blokowy zestawu pomiarowego do pomiarów małych aktywności: ZWN – zasilacz wysokiego napięcia, W – wzmacniacz liniowy, ZNN – zasilacz niskiego napięcia, P – przelicznik, A – analizator jednokanałowy

Opracowanie wyników – podstawy teoretyczne

Oznaczmy przez N_1, N_2, N_3 liczby zliczeń w trzech kanałach energetycznych, to znaczy potasowym, uranowym i torowym, a przez N_K, N_U, N_{Th} odpowiednio udziały liczb zliczeń w trzech podanych wyżej kanałach energetycznych, pochodzące od zawartych w próbce radioizotopów z szeregu uranowego, torowego i potasu 40. Mierzone liczby zliczeń można wtedy wyrazić wzorami:

$$\left. \begin{aligned} N_1 &= a_1 N_K + b_1 N_U + c_1 N_{Th} \\ N_2 &= a_2 N_K + b_2 N_U + c_2 N_{Th} \\ N_3 &= a_3 N_K + b_3 N_U + c_3 N_{Th} \end{aligned} \right\}, \quad (18.1)$$

gdzie:

$a_{1...3}, b_{1...3}, c_{1...3}$ – parametry stałe dla danego układu pomiarowego, które można obliczyć ze wzorów:

$$\left. \begin{aligned} a_i &= \frac{n_{Ki}}{\sum n_{Ki}} \\ b_i &= \frac{n_{Ui}}{\sum n_{Ui}} \\ c_i &= \frac{n_{Thi}}{\sum n_{Thi}} \end{aligned} \right\}, \quad (18.2)$$

przy czym:

n_{Ki}, n_{Ui}, n_{Thi} – są to liczby zliczeń mierzone dla wzorców: potasowego, uranowego i torowego odpowiednio w jednym z trzech kanałów energetycznych.

Po wyznaczeniu parametrów a_i, b_i, c_i z układu równań (18.1) oblicza się wielkości N_K, N_U, N_{Th} i wyznacza zawartości potasu (W_K), uranu (W_U) i toru (W_{Th}), wykorzystując do tego następujące zależności:

$$\left\{ \begin{aligned} W_K &= \frac{N_K t_w m_K c_K}{\sum_1^3 n_{Ki} t_p m} \\ W_U &= \frac{N_U t_w m_U c_U}{\sum_1^3 n_{Ui} t_p m} \\ W_{Th} &= \frac{N_{Th} t_w m_{Th} c_{Th}}{\sum_1^3 n_{Thi} t_p m} \end{aligned} \right., \quad (18.3)$$

gdzie:

t_w, t_p – czas pomiaru dla wzorca i próbki,

m_K, m_U, m_{Th} – masy wzorców odpowiednio potasowego, uranowego i torowego,

m – masa próbki,

c_K, c_U, c_{Th} – zawartość odpowiednio potasu, uranu i toru we wzorcach.

Opracowanie wyników

1. Opierając się na powyższych wzorach, obliczyć zawartość potasu (^{40}K), uranu ^{238}U (^{214}Bi) i toru ^{232}Th (^{208}Tl) w badanej próbce. Do obliczeń można wykorzystać program opracowany dla PC (Personal Computer).
2. Oszacować błąd oznaczenia zawartości K, U, Th, uwzględniając poza błędem statystycznym takie błędy jak: błąd pomiaru masy, błąd aparaturowy itp.

Literatura

1. Adams J.A.S., Gasparini P.: *Gamma Ray Spectrometry of Rocks*. Amsterdam, Elsevier Publishing Company, 1970
2. Kalita S.: *Oznaczanie naturalnych zanieczyszczeń promieniotwórczych w niektórych surowcach i materiałach budowlanych metodą spektrometrii gamma*. Raport Instytutu Fizyki i Techniki Jądrowej INT 186/I, Kraków 1984

Ćwiczenie 19.

Oznaczanie równowagi promieniotwórczej szeregu uranowego

Cel ćwiczenia

Celem ćwiczenia jest zapoznanie się z metodyką badań równowagi promieniotwórczej szeregu uranowego. Badania takie opierają się na spektrometrii niskoenergetycznego, naturalnego promieniowania gamma, z użyciem licznika półprzewodnikowego i wielokanałowego analizatora amplitudy impulsów. W związku z powyższym do wykonania ćwiczenia wymagana jest dobra znajomość i praktyczne opanowanie techniki spektrometrii promieniowania gamma.

Podstawy fizyczne

Wśród naturalnych izotopów występujących w przyrodzie można wyróżnić trwałe i promieniotwórcze, przyjmując graniczną wartość czasu połowicznego rozpadu 10^{12} lat. Wśród izotopów promieniotwórczych szczególną rolę odgrywają izotopy pierwotne to znaczy istniejące na Ziemi od początku jej powstania. Należą tu m.in. ^{238}U , ^{235}U , ^{40}K , ^{232}Th . Druga grupa izotopów to izotopy wtórne, powstające ustawicznie na Ziemi w wyniku rozpadu izotopów z grupy pierwotnej. Są to głównie izotopy promieniotwórcze należące do naturalnych szeregów: uranowego (^{238}U), aktynowego (^{235}U) i torowego (^{232}Th).

Analizując schemat rozpadu szeregu uranowego, można zauważyć, że w skład jego wchodzi pierwiastki należące do różnych grup układu okresowego. Sytuacja taka stwarza sprzyjające warunki do zaburzania, poprzez różne procesy geochemiczne, równowagi promieniotwórczej. Oznaczając zawartości uranu i radu (ostatniego członu szeregu o długim czasie połowicznego rozpadu $T = 1620$ lat), można wyznaczyć współczynnik równowagi promieniotwórczej zdefiniowany jako stosunek ekwiwalentnych zawartości radu (^{226}Ra) i uranu (^{238}U). Oznaczane zawartości izotopów wyraża się tu poprzez tzw. ekwiwalentny procent wagowy, to znaczy zawartość pierwiastka macierzystego (uranu) określoną na podstawie pomiaru zawartości radioizotopu pochodnego, przy założeniu zachowania równowagi promieniotwórczej.

Ponieważ izotop ^{238}U nie emituje promieniowania gamma, dlatego do oznaczania jego zawartości metodą spektrometrii gamma można wykorzystać promieniowanie izotopu ^{234}Th będącego produktem rozpadów alfa uranu ^{238}U . Izotop ^{234}Th emituje fotony gamma o energii 63 keV. Dzięki jego krótkiemu czasowi połowicznego rozpadu (około 24 dni) jest on zawsze w równowadze z izotopem ^{238}U . Stąd bezpośrednie oznaczanie uranu polega na oznaczaniu zawartości izotopu ^{234}Th . Podobnie izotop $^{234\text{m}}\text{Pa}$, emitujący promieniowanie gamma o energii 1001 keV, nadaje się również do oznaczania zawartości izotopu ^{238}U . Izotop $^{234\text{m}}\text{Pa}$ jest drugim z kolei produktem rozpadów w szeregu uranowym, a jego czas połowicznego rozpadu $T = 1,14$ min. Podobnie jak ^{234}Th jest on zawsze w równowadze promieniotwórczej z izotopem macierzystym szeregu uranowego. Ze względu na stosunkowo małe natężenie emitowanego promieniowania gamma, do pomiarów należy użyć licznika półprzewodnikowego o dużej objętości (ok. 50 cm^3).

Przy oznaczaniu zawartości izotopu ^{226}Ra metodą spektrometrii gamma należy uwzględnić fakt, że pik odpowiadający energii 186 keV powstaje w wyniku nakładania się promieniowania gamma izotopów ^{226}Ra i ^{235}U .

Po oznaczeniu zawartości ^{234}Th (lub $^{234\text{Ra}}\text{Pa}$) i ^{226}Ra współczynnik równowagi R oblicza się ze wzoru:

$$R = \frac{\text{eq}(^{226}\text{Ra})}{\text{eq}(^{234}\text{Th})}; \quad R = \frac{\text{eq}(^{226}\text{Ra})}{\text{eq}(^{234\text{m}}\text{Pa})},$$

gdzie $\text{eq}(^{226}\text{Ra})$, $\text{eq}(^{234}\text{Th})$, $\text{eq}(^{234\text{m}}\text{Pa})$ oznaczają zawartości odpowiednio izotopu radu, toru i protaktynu w jednostkach ekwiwalentnych uranu. Do ilościowego oznaczenia wyżej wymienionych izotopów wykorzystuje się wzorce uranowe o znanym współczynniku równowagi promieniotwórczej. W celu oznaczenia zawartości

^{226}Ra można również wykorzystać izotop ^{214}Bi . Emituje on promieniowanie gamma o energiach między innymi 609 keV i 1,76 MeV. Izotop ten jest w równowadze promieniotwórczej z izotopem ^{226}Ra , jeśli nie zachodzi ucieczka gazowego radonu ^{222}Rn . Warunek ten w praktyce jest spełniony dla próbek litych, natomiast dla próbek proszkowych łatwo go uzyskać poprzez zamknięcie hermetyczne próbki na czas 30 dni. Po upływie tego czasu można już oznaczać zawartość izotopu ^{226}Ra na podstawie pomiarów natężenia promieniowania izotopu ^{214}Bi .

Wykonanie ćwiczenia

1. Włączyć spektrometr zgodnie ze szczegółową instrukcją podaną w ćwiczeniu „Spektrometr promieniowania gamma z licznikiem półprzewodnikowym $\text{Ge}(\text{Li})$ ”. W skład zestawu wchodzi:
 - licznik $\text{Ge}(\text{Li})$,
 - przedwzmacniacz,
 - zasilacz wysokiego napięcia,
 - wzmacniacz impulsowy,
 - analizator wielokanałowy.
2. Przeprowadzić cechowanie spektrometru przy użyciu takich izotopów promieniotwórczych jak ^{133}Ba , ^{137}Cs , ^{22}Na , ^{60}Co , ^{241}Am
3. Przeprowadzić pomiar widma wzorca uranowego (blendy smolistej U_3O_8).
4. Wyznaczyć energie głównych linii widmowych występujących w promieniowaniu gamma wzorca uranowego.
5. Przeprowadzić pomiar widma promieniowania wzorca uranowego (U_3O_8) w określonym czasie. Zapisać otrzymane widmo na drukarce – wybrane fragmenty widma potrzebne do oznaczania zawartości ^{234}Th (lub $^{234\text{m}}\text{Pa}$) i ^{226}Ra (lub ^{214}Bi).
6. Przeprowadzić analogiczny pomiar dla nieznanej próbki rudy uranowej.

Opracowanie wyników

1. Narysować widmo promieniowania gamma wzorca (U_3O_8) z zaznaczeniem linii widmowych, wykorzystanych do oznaczenia równowagi promieniotwórczej, a pochodzących od izotopów: ^{234}Th , $^{234\text{m}}\text{Pa}$ i ^{226}Ra lub ^{214}Bi .
2. Wyznaczyć powierzchnie pod pikami odpowiadającymi energiom 63 keV (^{234}Th), 186 keV (^{226}Ra) i 609 keV (^{214}Bi). Pole powierzchni S obliczyć wg następującego wzoru:

$$S = k_0 + \sum_{i=1}^{n-1} (k_i + k_{-i}) - (n - \frac{1}{2}) (k_n + k_{-n}), \quad (19.1)$$

gdzie:

n – liczba kanałów leżących po lewej i prawej stronie kanału, k_0 , który reprezentuje maksymalną liczbę zliczeń w pikcie pełnej absorpcji.

3. Wyznaczyć zawartość W następujących izotopów: ^{234}Th , ($^{234\text{m}}\text{Pa}$), ^{226}Ra (lub ^{214}Bi) wg wzoru:

$$W_A = \frac{S_p}{S_w} \frac{t_w}{t_p} \frac{m_w}{m_p} w_A, \quad (19.2)$$

gdzie:

S – powierzchnie pod pikami odpowiadającym energii fotonów emitowanych

przez oznaczany izotop,
 w_A – zawartość oznaczanego izotopu A we wzorcu w jednostkach
ekwiwalentnych uranu,
 t – czas pomiaru,
indeksy w, p – oznaczają odpowiednio wzorzec (standard) i próbkę.

4. Wyznaczyć współczynnik równowagi promieniotwórczej R nieznanej rudy uranowej.

Literatura

1. Kalita S.: *Oznaczanie naturalnych zanieczyszczeń promieniotwórczych w niektórych surowcach i materiałach budowlanych metodą spektrometrii gamma*. Raport Instytutu Fizyki i Techniki Jądrowej INT 186/I, Kraków 1984

Ćwiczenie 20.

Wyznaczanie stosunku przekrojów czynnych na aktywację neutronami termicznymi dla nuklidów ^{55}Mn i ^{127}I

Cel ćwiczenia

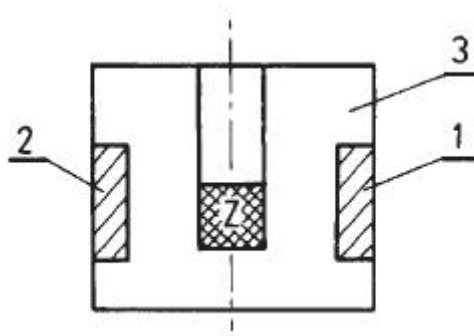
- Zapoznanie się z techniką aktywacyjną.
- Przeprowadzenie pomiaru aktywności beta nuklidów wzbudzonych przy użyciu strumienia neutronów termicznych.

Przygotowania wstępne

1. Zapoznać się ze wzorem określającym zależność aktywności substancji od takich parametrów jak: przekrój czynny na aktywację, strumień neutronów, masa próbki, czas aktywacji itd.
2. Określić warunki, jakie należałoby spełnić, w celu wyznaczenia w sposób bezwzględny przekroju czynnego na aktywację neutronami termicznymi dla nuklidu ^{55}Mn .
3. Przygotować następujące dane dotyczące aktywacji nuklidów manganu i jodu:
 - skład izotopowy naturalnego manganu i jodu,
 - reakcje zachodzące w tych nuklidach po wpływie neutronów termicznych,
 - przekrój czynny na aktywację przy użyciu neutronów termicznych (σ_a),
 - schemat rozpadów tworzących się izotopów promieniotwórczych,
 - czasy połowicznego zaniku tworzących się izotopów manganu i jodu (^{55}Mn , ^{127}I).
4. Na podstawie danych zebranych w punkcie 3, określić czas aktywacji.

Program ćwiczenia

1. Przygotować próbki manganu i jodu do aktywacji.
2. Umieścić te próbki w pojemniku aktywacyjnym (patrz rys. 20.1).
3. Przygotować aparaturę pomiarową, w skład której wchodzi: licznik G–M, układ dopasowujący oporność licznika do układu elektronicznego, wzmacniacz, przelicznik, zasilacz wysokiego napięcia (patrz np. ćw. „Wyznaczanie strumienia neutronów termicznych metodą aktywacyjną”).
4. Po zakończeniu aktywacji przeprowadzić pomiar aktywności beta próbek. Po zakończeniu aktywacji włączyć stoper celem wyznaczenia czasu studzenia próbek. Jako pierwszy wykonać pomiar dla próbki ^{127}I (ze względu na krótszy czas połowicznego rozpadu).
5. Zmierzyć tło.



Rys. 20.1. Pojemnik do aktywacji próbek: Z – źródło Pu + Be, 1, 2 – aktywowane próbki, 3 – kostka aktywacyjna (polietylen)

Opracowanie wyników

1. Określić stosunek przekrojów czynnych na aktywację wg poniższego wzoru:

$$\frac{\sigma_{Mn}}{\sigma_J} = \frac{a_1}{a_2} \frac{n_1}{n_2} \frac{1 - e^{-\lambda_1 t_a}}{1 - e^{-\lambda_2 t_a}} \frac{e^{-\lambda_1 t_{s1}}}{e^{-\lambda_2 t_{s2}}}, \quad (20.1)$$

gdzie:

- wskaźniki 1, 2 odnoszą się odpowiednio do próbek manganu i jodu,
- a – aktywność wyznaczona doświadczalnie,
- λ – stała rozpadu,
- t_a – czas aktywacji,
- t_{s1}, t_{s2} – czas studzenia próbki 1 (Mn) i 2 (I), tzn. czas upływający między zakończeniem aktywacji, a rozpoczęciem pomiaru.

We wzorze powyższym zamiast aktywności bezwzględnej a (która nie jest znana) należy wstawić częstość zliczeń J uzyskaną w pomiarze. Ponieważ aktywność $a = \epsilon J$ (gdzie ϵ jest sumaryczną poprawką uwzględniającą geometrię pomiaru, wydajność detekcji itp.) można z dobrym przybliżeniem założyć, że stosunek aktywności równa się stosunkowi częstości zliczeń (pod warunkiem, że geometria pomiaru jest w obu przypadkach taka sama).

2. Porównać otrzymany wynik z wartością tablicową.

Literatura

1. England J. B.: *Metody doświadczalne fizyki jądrowej*. Warszawa, PWN 1980
2. Spravočnik: *Jadernofizicheskie konstanty dla dlja nejtronnogo aktivacionnogo analiza*. Moskwa, Atomizdat 1969

Ćwiczenie 21.

Wyznaczanie strumienia neutronów termicznych metodą aktywacyjną

Cel ćwiczenia

Zapoznanie się z techniką aktywacyjną wyznaczania strumienia neutronów termicznych pochodzących ze źródła Pu–Be. Wyznaczenie bezwzględnej aktywności zaaktywowanej folii indowej.

Podstawy fizyczne

Aktywność nuklidów wzbudzonych przez monoenergetyczne neutrony w aktywowanej próbce można wyrazić wzorem:

$$a(t) = n \sigma V \Psi (1 - e^{-\lambda t_a}) e^{-\lambda t_s}, \quad (21.1)$$

gdzie:

- σ – mikroskopowy przekrój czynny na aktywację wyrażony w barnach,
- n – liczba jąder w 1 cm^3 ,
- Ψ – gęstość strumienia neutronów [$\text{n/cm}^2 \text{ s}$],
- V – objętość próbki [cm^3],
- λ – stała rozpadu [$1/\text{s}$],
- t_a, t_s – odpowiednio czas aktywacji i czas studzenia próbki w sekundach.

Neutrony mają zwykle ciągłe widmo energii i wtedy wzór (21.1) przyjmuje postać:

$$a(t) = n V (1 - e^{-\lambda t_a}) e^{-\lambda t_s} \int_0^\infty \sigma(E) \frac{d\Psi}{dE} dE, \quad (21.2)$$

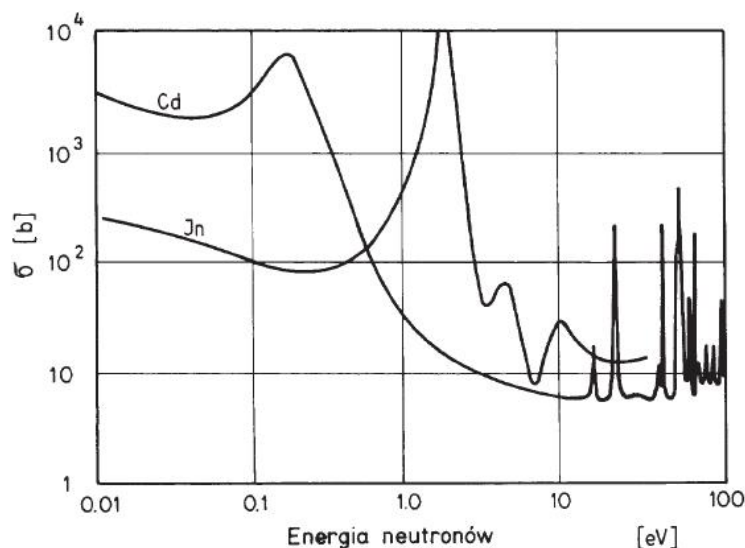
gdzie:

$\Psi(E)$ – rozkład energii gęstości strumienia neutronów.

Jak widać z powyższych wzorów, do wyznaczenia gęstości strumienia neutronów konieczny jest pomiar bezwzględnej aktywności próbki. Do pomiarów strumienia neutronów termicznych w niniejszym ćwiczeniu stosuje się folie indową o grubości 100 mg/cm^2 . Przekrój czynny indu na oddziaływanie z neutronami w zależności od energii neutronów przedstawiono na rysunku 21.1. Jak widać z rysunku, ind aktywuje się nie tylko pod wpływem neutronów termicznych ($\sigma_a = 160 \pm 2 \text{ b}$), ale również nadtermicznych (ostry pik rezonansowy dla energii $1,44 \text{ eV}$). W związku z powyższym aktywność folii indowej umieszczonej w strumieniu neutronów pochodzących ze źródła Pu–Be (w geometrii jak na rys. 21.2) można wyrazić wzorem:

$$a(t) = n V (1 - e^{-\lambda t_a}) e^{-\lambda t_s} \left[\int_{0,005}^{0,5 \text{ eV}} \sigma(E) \frac{d\Psi}{dE} dE + \int_{0,5 \text{ eV}}^\infty \sigma(E) \frac{d\Psi}{dE} dE \right] \quad (21.3)$$

Całkowanie przeprowadza się tu w pewnym przedziale energii ($0,005 - 0,5 \text{ eV}$), dla którego wartość przeciętna wynosi $0,025 \text{ eV}$ (neutrony termiczne). A zatem, aby określić aktywność pochodzącą od strumienia neutronów termicznych (a w związku z tym strumień neutronów termicznych), należy przeprowadzić dwa pomiary: aktywności całkowitej (a_c) oraz aktywności pochodzącej od neutronów nadtermicznych (a_{nt}). Stąd aktywność pochodząca od neutronów termicznych będzie równa różnicy



Rys. 21.1. Zależność przekroju czynnego na aktywację dla In i Cd w funkcji energii neutronów

$$a_t = a_c - a_{nt} \quad (21.4)$$

W celu aktywowania folii indowej strumieniem neutronów nadtermicznych ze źródła Pu–Be wykorzystuje się silną absorpcję neutronów termicznych w kadmie rys.(21.1). Kadm ma bardzo duży przekrój czynny na absorpcję neutronów termicznych (rzędu 3000 b), natomiast dla energii odpowiadającej pikowi rezonansowemu indu, przekrój ten jest stosunkowo mały (rzędu kilku barnów). A zatem w celu wyznaczenia aktywności wywołanej neutronami termicznymi należy najpierw zaaktywować folię indową nieosłoniętą, a następnie w tej geometrii powtórzyć aktywację folii indowej w osłonie kadmowej. Ponieważ kadm pochłania nie tylko neutrony termiczne, ale również nadtermiczne ($E > 0,5 \text{ eV}$), wskutek tego liczba neutronów nadtermicznych aktywujących ind w osłonie kadmowej jest mniejsza aniżeli dla aktywacji indu bez osłony. Powyższy fakt uwzględnia tzw. poprawka kadmowa F_{Cd} . Stąd aktywność folii indowej aktywowanej w osłonie kadmowej wyniesie:

$$a'_{nt} = a_{nt} F_{Cd},$$

gdzie:

F_{Cd} – poprawka kadmowa uwzględniająca absorpcję neutronów nadtermicznych w kadmie.

Wartość jej można znaleźć w literaturze [1] lub na rysunku 21.5.

Aktywność folii pochodząca od strumienia neutronów termicznych będzie więc wynosiła:

$$a_t = a_c - a_{nt} F_{Cd}$$

zaś gęstość strumienia neutronów termicznych:

$$\Psi_t = \frac{a_c - a_{nt} F_{Cd}}{n \sigma_{th} (1 - e^{-\lambda_a}) e^{-\lambda_s}}.$$

Program ćwiczenia

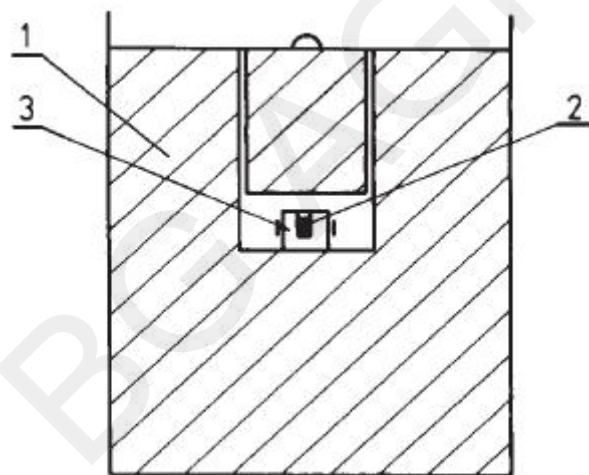
1. Czynności wstępne:

- zapoznać się ze składem izotopowym indu,
- określić warunki aktywacji indu,
- zapoznać się z reakcją jądrową, w wyniku której powstaje izotop ^{116}In , oraz z wartościami przekrojów czynnych na absorpcję neutronów termicznych dla indu i kadmu w zależności od energii neutronów [2].

2. Zapoznać się z geometrią aktywacji (rys. 21.2).
3. Przygotować i umieścić próbki indu w bloku aktywacyjnym.
4. Przygotować układ pomiarowy do pomiaru aktywności bezwzględnej (rys. 21.5).
5. Przeprowadzić pomiar aktywności folii indowej nieosłoniętej (a_c) oraz aktywowanej w osłonie kadmowej (a_{nt}).

Opracowanie wyników

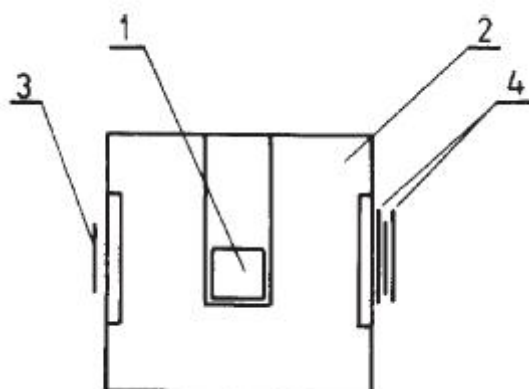
1. Wyznaczyć poprawkę F_{Cd} .
2. Obliczyć aktywność bezwzględną aktywowanych folii, uwzględniając zależność między rejestrowaną częstością zliczeń J i aktywnością a folii.
3. Obliczyć aktywność folii wywołaną przez neutrony termiczne.
4. Obliczyć strumień neutronów termicznych.
5. Oszacować błąd wyznaczenia strumienia neutronów termicznych.



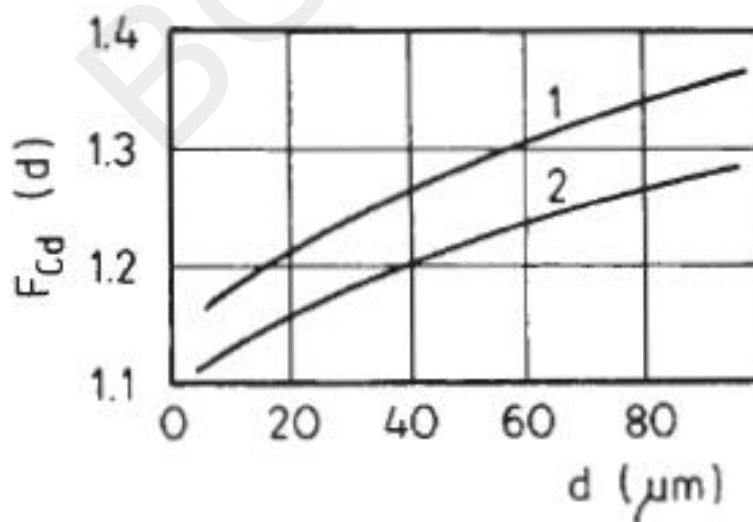
Rys. 21.2. Geometria aktywacyjna: 1 – pojemnik z parafiną, 2 – źródło neutronów (Pu + Be), 3 – kostka aktywacyjna

Literatura

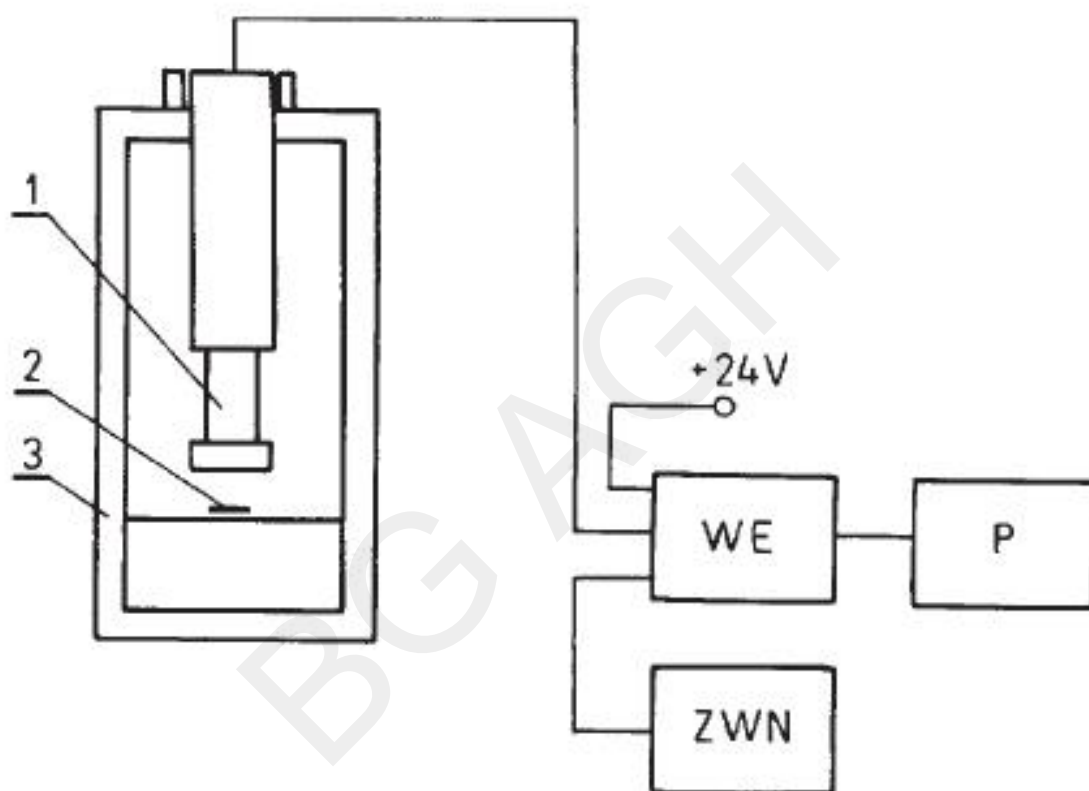
1. Beckurts K. H. and Wirtz K.: *Neutron Physics*. N. York, Springer Verlag 1964
2. Spravočnik: *Jadernofizieskie konstanty dla dlja nejtronnogo aktivacionnogo analiza*. Moskwa, Atomizdat 1969



Rys. 21.3. Kostka aktywacyjna: 1 – źródło Pu + Be, 2 – kostka aluminiowa, 3 – folia indowa, 4 – okładki kadmowe



Rys. 21.4. Współczynnik poprawki kadmowej dla folii indowej w funkcji grubości folii, przy grubości filtru kadmowego 1 mm (1) i 0,5 mm (2)



Rys. 21.5. Geometria pomiaru aktywności folii indowej i schemat blokowy zestawu pomiarowego:
 1 – licznik okienkowy G–M, 2 – folia indowa, 3 – osłona ołowiana, WE – układ wejściowy (wtórnik i przedwzmacniacz), P – przelicznik, ZWN – zasilacz wysokiego napięcia

Ćwiczenie 22.

Oznaczanie zawartości manganu metodą aktywacyjną

Cel ćwiczenia

- Zapoznanie się z oddziaływaniem neutronów z materią, a w szczególności z reakcjami jądrowymi stanowiącymi podstawę analizy aktywacyjnej.
- Praktyczne zapoznanie się z procesem aktywacji, a następnie pomiarem aktywności próbek.

Przygotowania wstępne

1. Zapoznać się z oddziaływaniem neutronów z materią oraz wzorem opisującym zależność aktywności promieniotwórczej zaaktywowanej próbki od takich parametrów jak: strumień neutronów, przekrój czynny na aktywację, liczba aktywowanych jąder itp. (patrz ćwiczenie nr 21).
2. Odszukać w tablicach dane dotyczące oddziaływania neutronów termicznych z manganem ($T_{1/2}$, przekrój czynny σ_a , energia promieniowania emitowanego przez powstały izotop promieniotwórczy).
3. Zapoznać się z uproszczoną regresją liniową.

Wykonanie ćwiczenia

1. Zaaktywować próbki (3 próbki wzorcowe + 1 próbka nieznana) po uprzednim określeniu czasu aktywacji na podstawie odpowiednich tablic.
2. Zestawić układ spektrometryczny z licznikiem scyntylicyjnym z analizatorem jednokanałowym lub wielokanałowym.
3. Przeprowadzić energetyczne cechowanie spektrometru przy użyciu co najmniej 3 źródeł promieniotwórczych (spektrometrycznych).
4. Na podstawie pkt.3 wyznaczyć położenie i szerokość okna analizatora jednokanałowego odpowiadające energii fotonów emitowanych przez powstały izotop.
5. Zmierzyć aktywności próbek w następującej kolejności: próbka nieznana, próbki wzorcowe w porządku wzrastającej zawartości manganu.
Uwaga: ponieważ czas aktywacji jest taki sam dla wszystkich próbek, w związku z tym w trakcie opracowania wyników pomiarów należy uwzględnić czasy ich „studzenia”.
6. Zmierzyć tło.

Opracowanie wyników

1. Obliczyć zawartość manganu w nieznanej próbce oraz błąd oznaczenia (wg uproszczonej regresji liniowej).

Uproszczona regresja liniowa

Oznaczamy przez Y_i sygnał otrzymany w pomiarze i -tego wzorca:

$$Y_i = (N_{ti} - B) \exp(\lambda t_{di}), \quad (22.1)$$

gdzie:

N_{ti} – całkowita liczba zliczeń w i -tym pomiarze,

B – tło,

t_i – czas upływający między początkiem pierwszego pomiaru w serii, a początkiem pomiaru i -tego wzorca.

Wprowadźmy symbole:

Y – sygnał (zmierzona liczba zliczeń pomniejszona o tło),

X – zawartość oznaczanego pierwiastka,

b – współczynnik regresji

$$Y = b X \quad (22.2)$$

Współczynnik b obliczamy ze wzoru: .

$$b = \frac{\sum X_i Y_i}{\sum X_i^2} \quad (22.3)$$

gdzie symbol \sum oznacza sumowanie od $i = 1$ do n (liczba próbek wzorcowych).

Nieznaną zawartość oznaczanego pierwiastka w j -tej próbce obliczamy ze wzoru:

$$X_j = \frac{Y_j}{b} \quad (22.4)$$

a odchylenie standardowe oznaczenia z formuły:

$$\frac{s_{X_j}}{X_j} = \sqrt{\frac{s_{Y_j}^2}{Y_j^2} + \frac{s_b^2}{b^2}} \quad (22.5)$$

Symbol s^2 oznacza estymator wariancji odnośnej zmiennej.

Dyspersja sygnału wokół jego wartości oczekiwanej spowodowana jest dwoma niezależnymi efektami fizycznymi, a mianowicie: statystycznymi fluktuacjami mierzonych częstości zliczeń oraz różnymi efektami i niestabilnościami aparaturowymi. A zatem:

$$\frac{s_Y^2}{Y^2} = \sigma_{ap}^2 + \sigma_{Yst}^2, \quad (22.6)$$

gdzie:

σ_{ap} – względny błąd aparaturowy,

σ_{Yst} – względny błąd statystyczny sygnału.

$$\sigma_{Yst}^2 = \frac{N_t + s_B^2}{(N_t - B)^2}, \quad (22.7)$$

gdzie:

s_B^2 – estymator wariancji tła; jeżeli czas pomiaru tła jest równy czasowi liczenia w danej analizie, to:

$$s_B^2 = B.$$

Można założyć, że względny błąd aparaturowy nie zależy od wartości sygnału, zatem bezwzględna fluktuacja wartości sygnału spowodowana czynnikiem aparaturowym jest proporcjonalna do wartości oczekiwanej sygnału. Stąd średni kwadratowy rozrzut wyników pomiaru wokół linii regresji można zapisać w postaci:

$$\frac{\sum (Y_i - b X_i)^2}{n - 1} = \sum \left[S_{Yi(st)}^2 + (\sigma_{ap} b X_i)^2 \right] \quad (22.8)$$

$$S_{Yi(st)}^2 = (N_{ti} + s_B^2) \exp(2 \lambda t_{di});$$

$$\sigma_{ap} = \frac{1}{b} \sqrt{\frac{1}{\sum X_i^2} \left[\frac{\sum (Y_i - b X_i)^2 n}{n - 1} - \sum S_{Yi(st)}^2 \right]}. \quad (22.9)$$

Estymator wariancji b można obliczyć ze wzoru: .

$$s_b^2 = \frac{\sum (Y_i - b X_i)^2}{(n - 1) \sum X_i^2}; \quad (22.10)$$

$$\frac{s_b}{b} = \sqrt{\frac{\sum (Y_i - b X_i)^2 \sum X_i^2}{(n - 1) \sum^2 (X_i Y_i)}}. \quad (22.11)$$

Stosując powyższe wzory, obliczyć zawartość manganu w analizowanej próbce oraz błąd oznaczenia na określonym poziomie ufności.

Tab. 22.1. Zawartość Mn w próbkach wzorcowych

Numer próbki	Masa manganu [g]	Zawartość [% wag.]
1	1,140	63,2
2	0,530	25,2
3	0,142	6,0
x	?	?

Literatura

1. Dybczyński R., Sterliński S.: *Podstawy analizy aktywacyjnej*. Postępy Techniki Jądrowej Nr 43(397), Ośrodek Informacji o Energii Jądrowej, Warszawa 1968
2. Dziunikowski B.: *Radiometryczne metody analizy chemicznej*. Warszawa, WNT 1991
3. Kruger P.: *Principles of Activation Analysis*. New York, Wiley Interscience 1970

Ćwiczenie 23.

Wykorzystanie zjawiska selektywnej absorpcji neutronów termicznych w analizie chemicznej

Cel ćwiczenia

- Oznaczanie zawartości boru w szklach w oparciu o duży przekrój czynny na absorpcję neutronów termicznych przez jądra izotopu ^{10}B .

Przygotowania wstępne

Zapoznać się z następującymi zagadnieniami:

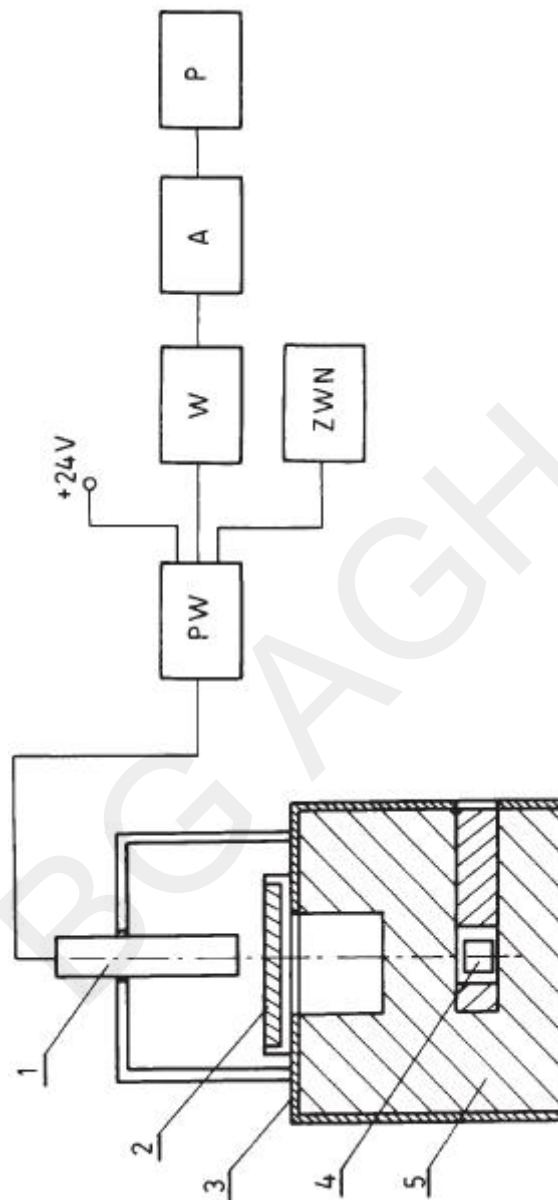
1. Oddziaływanie neutronów z materią.
2. Izotopowe źródła neutronów, a w szczególności źródło Pu–Be.
3. Metody detekcji neutronów, w szczególności liczniki proporcjonalne wypełnione BF_3 .
4. Przekroje czynne σ_a na absorpcję neutronów termicznych przez jądra boru i kadmu.

Program ćwiczenia

1. Zapoznać się z zestawem pomiarowym (rys. 23.1).
2. Przygotować zestaw pomiarowy do pracy.
3. Wyznaczyć masę optymalną (patrz ćw. „Oznaczanie żelaza w piaskach żelazistych metodą selektywnej absorpcji promieniowania gamma ze źródła ^{241}Am ”), wykorzystując próbki wzorcowe o znanej zawartości boru.
4. Wykonać pomiary częstości zliczeń dla próbek wzorcowych i analizowanych.

Opracowanie wyników

1. Sporządzić krzywą cechowania przedstawiającą zależność między rejestrowanymi częstościami zliczeń impulsów i znanymi zawartościami boru lub H_3BO_3 w próbkach wzorcowych.
2. Wyznaczyć parametry krzywej cechowania, korzystając z regresji liniowej.
3. Oznaczyć zawartość boru w próbkach analizowanych na podstawie danych pomiarowych i krzywej cechowania.
4. Powtórzyć 10 razy oznaczenia boru w wybranej próbce i na podstawie uzyskanych wyników obliczyć odchylenie standardowe i przedział ufności (w oparciu o test Studenta).



Rys. 23.1. Schemat blokowy zestawu pomiarowego w metodzie selektywnej absorpcji neutronów termicznych:

1 – licznik proporcjonalny BF₃, 2 – próbka, 3 – osłona kadmowa, 4 – źródło Pu+Be,
 5 – blok parafinowy, W – wzmacniacz liniowy, A – analizator, P – przelicznik,
 ZWN – zasilacz wysokiego napięcia, PW – przedwzmacniacz

Ćwiczenie 24.

Wyznaczanie dyfuzyjnego współczynnika odbicia neutronów od dowolnego ośrodka

Cel ćwiczenia

Celem ćwiczenia jest zapoznanie się z prostą techniką wyznaczania dyfuzyjnego współczynnika odbicia (albedo) neutronów termicznych od dowolnego ośrodka.

Podstawy fizyczne

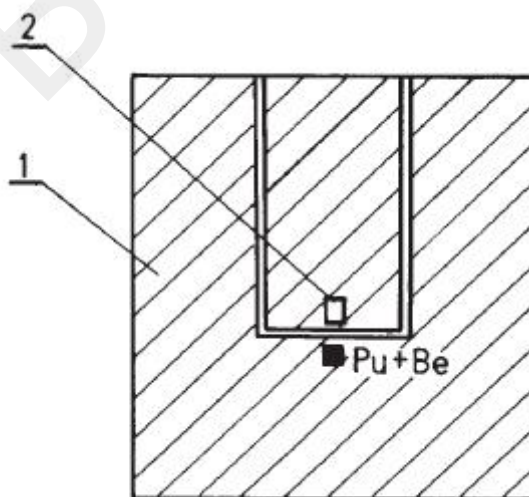
Współczynnikiem dyfuzyjnego odbicia (albedo) neutronów termicznych od dowolnego ośrodka nazywamy liczbę, która wskazuje jaką część strumienia neutronów padających na powierzchnię nieskończenie rozciągniętego ośrodka zostaje odbita od tej powierzchni. Jeżeli przez Ψ_p oznaczmy strumień neutronów padających na powierzchnię ośrodka oraz przez α współczynnik dyfuzyjnego odbicia, to część strumienia neutronów odbita od powierzchni będzie równa:

$$\Psi_o = \alpha \Psi_p.$$

Współczynnik odbicia α zależy przede wszystkim od rodzaju ośrodka, w mniejszym zaś stopniu od energii neutronów i kąta padania.

W niniejszym ćwiczeniu albedo zostanie wyznaczone przy użyciu:

- wskaźnika aktywacyjnego,
- liczników neutronów termicznych BF_3 .



Rys. 24.1. Geometria aktywacji: 1 – parafina, 2 – wskaźnik aktywacyjny (ind)

Ad. a) pomiar albedo neutronów w parafinie z zastosowaniem wskaźnika aktywacyjnego.

W bloku parafinowym (rys. 24.1) zawierającym źródło neutronów umieszczamy dwa wskaźniki aktywacyjne (np. płytki In), z których jeden jest osłonięty z jednej strony blachą kadmową. W wyniku wielokrotnych

kolejnych wstecznych rozproszeń każdy neutron może przejść przez aktywowaną płytkę wielokrotnie. Aktywność a_1 jąder wzbudzonych we wskaźniku nieosłoniętym kadmem będzie więc proporcjonalna do całkowitej liczby neutronów, które przeszły przez płytkę w określonym czasie:

$$a_1 \sim \Psi + \alpha\Psi + \alpha^2\Psi + \dots = \frac{\Psi}{1 - \alpha} \quad (24.1)$$

Aktywność a_2 jąder wzbudzonych w tym samym czasie w płytce osłoniętej z jednej strony kadmem będzie proporcjonalna do $\Psi/2$

$$a_2 \sim \frac{\Psi}{2},$$

stąd stosunek aktywności a_1/a_2

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{2}{1 - \alpha}. \quad (24.2)$$

W przypadku gdy aktywowany wskaźnik ma zbyt dużą grubość, należy uwzględnić poprawkę na pochłanianie w nim neutronów. Poprawkę tę można wyznaczyć z danych literaturowych [1], lub też wykorzystać wyniki pomiarów otrzymane w ćwiczeniu „Wyznaczanie strumienia neutronów metodą aktywacyjną” (w przypadku gdy aktywowanym materiałem był ind). Poprawkę tę można również wyznaczyć doświadczalnie, mierząc w tych samych warunkach pomiarowych wskaźnik z obu stron (tzn. mierząc częstość zliczeń impulsów reprezentujących aktywność powierzchniową aktywowanego wskaźnika od strony parafiny oraz od strony osłoniętej kadmem). Po uwzględnieniu poprawki wzór (24.2) przyjmuje postać:

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{J_1}{J_2} = \frac{2}{1 - \alpha(1 - F_{Cd})}, \quad (24.3)$$

gdzie:

$$F_{Cd} = \frac{N_p - N_{Cd}}{N_p}$$

N_p – częstość zliczeń impulsów reprezentująca aktywność powierzchniową wskaźnika od strony parafiny,

N_{Cd} – częstość zliczeń impulsów reprezentująca aktywność powierzchniową wskaźnika od strony płytki kadmowej.

We wzorze (24.3) stosunek aktywności a_1/a_2 jest równy stosunkowi mierzonych częstości zliczeń przy założeniu, że warunki pomiaru aktywności są jednakowe.

Ad. b) Pomiar albedo neutronów przy użyciu liczników neutronów termicznych.

Do wyznaczenia dyfuzyjnego współczynnika odbicia neutronów termicznych przy użyciu licznika neutronów termicznych stosujemy geometrię pomiarową jak na rysunku 24.2. Przy założeniu, że materiał odbijający nie zawiera źródeł neutronów i ma płaską powierzchnię o wymiarach geometrycznych nieskończenie rozciągłych, to zgodnie z teorią dyfuzji neutronów mamy:

$$\begin{aligned} J_o &= \frac{\Psi}{4} + \frac{1}{2} D \frac{d\Psi}{dx} \\ J_p &= \frac{\Psi}{4} - \frac{1}{2} D \frac{d\Psi}{dx} \end{aligned}, \quad (24.4)$$

gdzie:

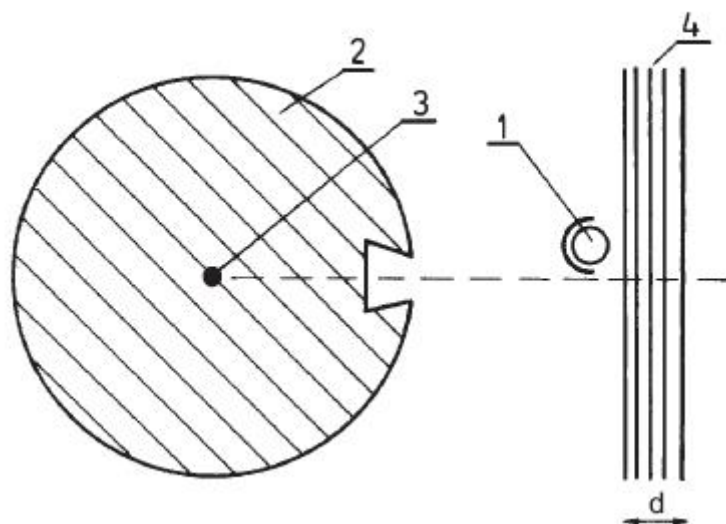
J_p, J_o – strumień neutronów odpowiednio padających i odbitych,

Ψ – gęstość strumienia neutronów,

D – współczynnik dyfuzji.

Gęstość strumienia neutronów Ψ dla płyty o grubości d jest określona wzorem:

$$\Psi = C \sinh\left(\frac{d-x}{L}\right); \quad (24.5)$$



Rys. 24.2. Geometria pomiaru (widok z góry): 1 – detektor BF_3 z osłoną kadmową, 2 – pojemnik parafinowy, 3 – źródło Pu+Be, 4 – materiał odbijający neutrony (żelazo, parafina, grafit)

stąd:

$$\frac{d\Psi}{dx} = -\frac{C}{L} \cosh\left(\frac{d-x}{L}\right), \quad (24.6)$$

gdzie:

C – stała

x – odległość mierzona w kierunku prostopadłym do powierzchni płyty,

L – długość dyfuzji.

Podstawiając wyrażenia (24.5), (24.6) do (24.4) i dzieląc stronami, dla $x = 0$ otrzymamy:

$$\frac{J_o}{J_p} = \alpha = \frac{L - 2D \operatorname{ctgh} \frac{d}{L}}{L + 2D \operatorname{ctgh} \frac{d}{L}} \quad (24.7)$$

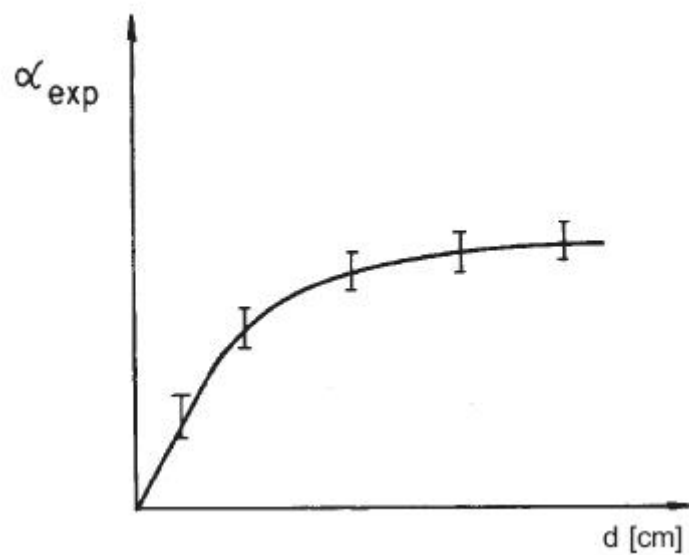
Dla płyty o nieskończonej grubości otrzymamy:

$$\alpha_\infty = \frac{1 - 2 \frac{d}{L}}{1 + 2 \frac{d}{L}} \quad (24.8)$$

W praktyce dla wartości $d/L = 2,5$, $\operatorname{ctgh} d/L \approx 1$, stąd można przyjąć, że $d_\infty = 2,5L$.

Program ćwiczenia

1. Wyznaczyć albedo neutronów termicznych w parafinie metodą aktywacyjną.
2. Wyznaczyć poprawkę na absorpcję neutronów przez wskaźnik i porównać ją z wartością literaturową.
3. Dobrać optymalną geometrię pomiarową, zmieniając położenie liczników.
4. Wyznaczyć α_{exp} (zależność współczynnika odbicia od grubości materiału odbijającego neutrony) dla parafiny, żelaza, grafitu i betonu (rys. 24.3).



Rys. 24.3. Zależność współczynnika odbicia od grubości materiału odbijającego neutrony

Opracowanie wyników

1. Sporządzić wykresy $\alpha_{\text{exp}} = f(d)$ i wyznaczyć z tych wykresów d_{∞} .
2. Obliczyć długości dyfuzji z zależności $d_{\infty} \approx 2,5L$.

Literatura

1. Beckurts K. H., Wirtz K.: *Neutron Physics*. N. York, Springer Verlag 1964

Ćwiczenie 25.

Pomiar wilgotności materiałów przemysłowych metodą neutronową*

Cel ćwiczenia

Celem ćwiczenia* jest zapoznanie się z neutronowym miernikiem wodoru, który nadaje się m. in. do określania wilgotności takich materiałów jak: piasek szklarski, masy formierskie, rudy metali i ich koncentraty oraz kruszywa budowlane. Pomiar wilgotności przy użyciu miernika neutronowego jest możliwy tylko wtedy, kiedy związek między całkowitą zawartością wodoru i zawartością wody w badanym materiale jest jednoznaczny. Warunek ten jest spełniony wtedy, kiedy sucha masa nie zawiera w ogóle wodoru, lub też zawartość wodoru w tej masie jest ściśle określona i znacznie mniejsza niż w wodzie.

Neutronowy miernik wodoru wykorzystywany w tym ćwiczeniu jest oryginalnym opracowaniem Międzyresortowego Instytutu Fizyki i Techniki Jądrowej AGH [2] (obecnie Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH).

Podstawy fizyczne

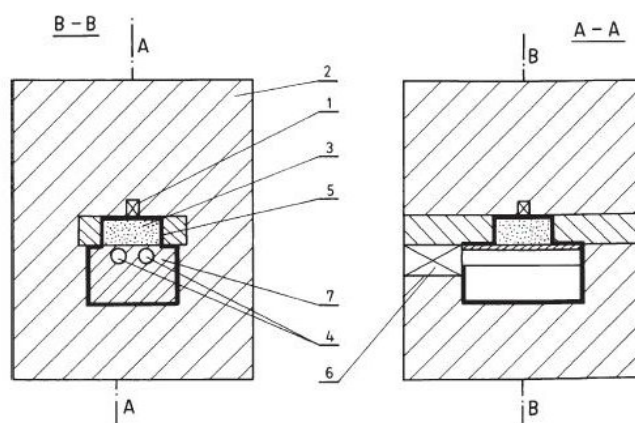
Działanie neutronowych mierników wodoru opiera się na odpowiednim wykorzystaniu oddziaływania neutronów z materią. W oddziaływaniu z jądrami wodoru neutrony są spowalniane efektywniej niż w oddziaływaniach z jądrami innych pierwiastków. Wynika to stąd, że masa neutronu jest porównywalna z masą jądra wodoru. Istotne znaczenie ma również wyjątkowo duży przekrój czynny σ_s jąder wodoru na rozpraszanie sprężyste neutronów. Własności spowalniające danego materiału charakteryzuje parametr zwany zdolnością spowalniania ($\xi \cdot \sigma_s$), gdzie ξ jest średnią logarytmiczną stratą energii neutronu na jedno zderzenie. W przypadku wodoru zdolność spowalniania neutronów maleje wraz z ich energią i dla energii od 1 eV do 10 keV jest mniej więcej stała, a następnie stosunkowo szybko maleje, przyjmując dla energii 10 MeV wartość około 20-krotnie mniejszą. W przypadku cięższych jąder zdolność spowalniania neutronów prawie nie zależy od ich energii w zakresie od ułamków eV do kilku MeV. W związku z powyższym wskazane jest, aby w miernikach wodoru, bazujących na spowalnianiu neutronów analizowana próbka poddawana była działaniu neutronów o energiach nie większych niż 10 keV. W tym zakresie energii zdolność spowalniania neutronów jest bowiem, w przeliczeniu na jednostkę masy, dla wodoru kilkaset razy większa niż dla innych pierwiastków. Dzięki temu przebieg procesu spowalniania w danym materiale zawierającym wodór zależy niemal wyłącznie od liczby jąder wodoru w jednostce objętości. Osiągnięcie pożądanego widma neutronów pochodzących z typowych źródeł izotopowych (Pu–Be, Ra–Be itp.) jest możliwe przez zastosowanie odpowiednich osłon spowalniających i absorbujących.

Na rysunku 25.1 przedstawiono dwa schematyczne, wzajemnie prostopadłe przekroje bloku pomiarowego miernika używanego w niniejszym ćwiczeniu.

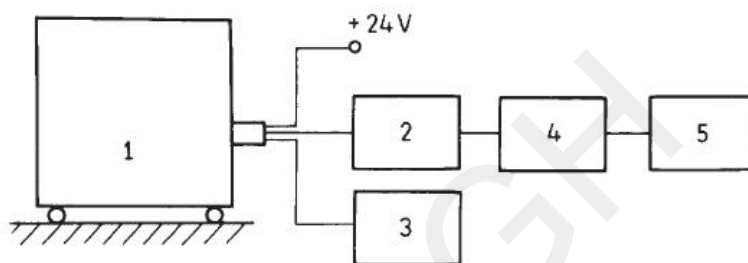
Neutrony prężkie emitowane ze źródła (1) (Pu–Be o wydatku $5 \cdot 10^5$ n/s) ulegają spowolnieniu w korpusie (2), wykonanym z tworzywa sztucznego, zawierającego dużo wodoru. W wyniku tego procesu w korpusie urządzenia ustala się widmo neutronów, w którym dominujący udział mają neutrony powolne. Do przestrzeni zajmowanej przez próbkę analizowanego materiału (3), liczniki neutronów termicznych (4) i reflektor grafitowy (7) wnikają tylko neutrony epitermiczne i prężkie, ponieważ neutrony termiczne są całkowicie absorbowane przez blachę kadmową (5) otaczającą tę przestrzeń ze wszystkich stron.

Z zależności przekroju czynnego na absorpcję neutronów w kadmie (I część skryptu) wynika, że absorbowane są głównie neutrony o małych energiach. Przeważający udział w strumieniu neutronów wynikających do przestrzeni otoczonej kadmem mają neutrony o energiach rzędu kilku eV. W wyniku oddziaływania z próbką

* ćwiczenie opracował Andrzej Kreft



Rys. 25.1. Schematyczne przekroje bloku pomiarowego neutronowego miernika wodoru:
1 – źródło neutronów Pu + Be, 2 – korpus z tarnamidu B, 3 – próbka analizowanego materiału,
4 – liczniki neutronów, 5 – blacha kadmowa, 6 – przedwzmacniacz, 7 – reflektor grafitowy



Rys. 25.2. Schemat blokowy zestawu pomiarowego neutronowego miernika wodoru: 1 – blok neutronowego miernika wodoru, 2 – wzmacniacz impulsowy, 3 – zasilacz wysokiego napięcia, 4 – analizator amplitudy, 5 – przelicznik

neutrony te ulegają termalizacji, przez co zwiększa się prawdopodobieństwo zarejestrowania ich przez licznik BF_3 neutronów termicznych. Mikroskopowy przekrój czynny na zachodzącą w liczniku reakcję (n, α) zależy bowiem od energii neutronów zgodnie z prawem $1/v$. Ponieważ zdolność spowalniania zależy niemal wyłącznie od gęstości jąder wodoru w analizowanym materiale, można oczekiwać, że częstość zliczeń impulsów rejestrowanych przez licznik będzie skorelowana z gęstością wodoru. Reflektor (7) wykonany z grafitu reaktorowego umieszczony obok próbki i otaczający licznik ma do spełnienia dwie funkcje: zwiększenie liczby oddziaływań neutronów z próbką oraz zwiększenie geometrycznej wydajności detekcji.

Program ćwiczenia

1. Przygotować aparaturę do wykonania pomiarów (rys. 25.2).
2. Zważyć na wadze laboratoryjnej wszystkie próbki oraz dokonać pomiarów niezbędnych do określenia ich objętości.
3. Obliczyć gęstość wodoru w próbkach wzorcowych, opierając się na informacjach o udziale wagowym wodoru w materiałach, z których są wykonane oraz na podstawie pomiarów masy i objętości.
4. Wykonać pomiary przy użyciu neutronowego miernika wodoru dla wszystkich próbek wskazanych przez prowadzącego zajęcia.

Tab. 25.1. Wykaz wzorców do cechowania neutronowego miernika wodoru

Oznaczenia	Materiał	Zawartość wodoru [%]
W-1	teflon	0,00
W-2	gips	2,05
W-3	lak	5,45
W-4	rezokard	6,42
W-5	pleksiglas	8,08
W-6	tarnamid B	8,89
W-7	parafina	15,10

Opracowanie wyników

- Wykonać cechowanie neutronowego miernika wodoru. W tym celu należy skorelować zarejestrowane częstości zliczeń z gęstością wodoru dla próbek wzorcowych (tab. 25.1)

$$J = a_0 + a_1 \rho_H, \quad (25.1)$$

gdzie:

J – częstość zliczeń zmierzona przy użyciu przelicznika,

ρ_H – gęstość wodoru w próbce wzorcowej,

a_0, a_1 – stałe, które należy wyznaczyć przy użyciu programu regresji liniowej (na komputerze).

- Określić gęstości wodoru w analizowanych próbkach, korzystając z wyznaczonej krzywej cechowania. Określić udział wagowy wodoru w tych próbkach, wykorzystując w tym celu oznaczenie gęstości wodoru oraz wyniki pomiarów masy i objętości (tab. 25.2).

Tab. 25.2. Wykaz próbek, dla których należy określić zawartość wodoru

Oznaczenie	Materiał
P-1	drewno sosnowe
P-2	asfalt
P-3	gips z piaskiem
P-4	cement związany
P-5	cement związany

Literatura

- Muchin K. N.: *Doświadczalna fizyka jądrowa*. Część. 1. Fizyka jądra atomowego. Warszawa, WNT 1978, rozdz. 6.
- Praca przedstawiona na Krajowym Sympozjum – Zakopane 1985: *Rozwój i zastosowanie metod izotopowych w technice*. Raport Instytutu Fizyki i Techniki Jądrowej AGH, INT 195/I, Kraków 1986
- Strzałkowski A.: *Wstęp do fizyki jądra atomowego*. Warszawa, PWN 1979, par. 1.134 1.144, 1.23.