

Pomiar Promieniowania Gamma

Spis Treści

1. Promieniowanie jonizujące	6
1.1. Jednostki podstawowe	6
1.2. Podstawy mechaniki kwantowej	7
1.2.1. Fizyka klasyczna	7
1.2.1.1. Mechanika Newtona	7
1.2.1.2 Teoria elektromagnetyczna	7
1.2.2. Upadek pojęć klasycznych - starsza teoria kwantów	9
1.2.2.1. Korpuskularne aspekty promieniowania i hipoteza Plancka	9
1.2.2.2. Falowe aspekty materii i hipoteza de Broglie'a	12
1.2.2.3. Poziomy dyskretne i hipoteza Bohra	13
1.3. Atom i jego promieniowanie - model atomu Bohra	20
1.4. Wzbudzenie i jonizacja atomów, promieniowanie	23
1.5. Jądro atomowe	25
1.6. Promieniowanie elektromagnetyczne	25
1.7. Powstawanie i rodzaje promieniowania jonizującego	26
1.7.1. Energia wiązania jądra, defekt masy, rozpad promieniotwórczy	26
1.7.2. Aktywność preparatu promieniotwórczego	29
2. Promieniowanie jądrowe	30

2.1. Promieniowanie alfa	31
2.1.1. Krótka charakterystyka rozpadu alfa	32
2.2. Promieniowanie beta	33
2.2.1. Przynależność nuklidów do szeregów promieniotwórczych	39
2.2.1.1. Szereg promieniotwórczy uranowo-radowy	39
2.2.1.2. Szereg promieniotwórczy uranowo-aktynowy	40
2.2.1.3. Szereg torowy	40
2.2.2. Krótka charakterystyka rozpadu β :	41
2.3. Promieniowanie gamma	41
2.3.1. Źródła promieniowania gamma:	42
2.3.1.1. Reakcja jądrowa	42
2.3.1.2. Prawo rozpadu promieniotwórczego	43
2.3.1.3. Nukleosynteza	44
2.3.1.3.1. Nukleosynteza pierwotna	44
2.3.1.2.2. Nukleosynteza gwiazdowa	45
2.3.1.2.3. Nukleosynteza w supernowych	45
2.3.1.2.4. Spalacja	47
2.3.1.2.5. Anihilacja	47
2.3.1.4. Rozpady cząstek elementarnych	48
2.3.1.4.1. Rozpad protonu	48

2.3.1.5. Promieniowanie hamowania i promieniowanie synchrotronowe	49
2.3.1.5.1. Cechy promieniowania hamowania	49
2.3.1.5.2. Promieniowanie rentgenowskie	50
2.3.1.5.2.1. Mechanizm związany ze zjawiskiem emisji fali elektromagnetycznej przez naładowaną cząstkę poruszającą się z przyspieszeniem	51
2.3.1.5.2.2. Mechanizm emisji promieniowania rentgenowskiego związany z jonizacją i wzbudzeniem atomów przez elektrony	52
2.3.1.5.2.3. Widmo promieniowania lampy rentgenowskiej	54
2.3.1.5.2.3.1. Widmo ciągłe promieniowania rentgenowskiego	56
2.3.1.5.2.3.2. Widmo charakterystyczne promieniowania rentgenowskiego	58
2.3.1.5.2.3.1.1. Prawo Bragga	61
2.3.1.5.2.4. Wyznaczenie linii charakterystycznych dla lampy rentgenowskiej	62
2.3.1.5.2.5. Zastosowanie dyfraktometru wykorzystującego widmo charakterystyczne i prawa Bragga do badania przemian fazowych w stopach metali	64
2.3.1.5.2.6. Spektrometria rentgenowska	70
2.3.1.5.2.6.1. Podstawy fizyczne spektrometrii rentgenowskiej	71
2.3.1.5.2.6.2. Metoda mikroanalizy rentgenowskiej	76
2.3.1.5.2.7. Wychwył elektronu	77
2.3.1.5.3. Promieniowanie synchrotronowe	80
2.3.1.6. Odwrotne rozpraszanie Comptona	82

2.4. Promieniowanie protonowe	83
2.4.1. Oddziaływanie protonów z materią	78
2.4.1.1. Oddziaływanie protonów z elektronami atomów	84
2.4.1.2. Oddziaływania z jądrami atomowymi	87
2.4.1.2.1. Sprężyste rozpraszanie protonów na jądrach atomowych	88
2.4.1.2.2. Niesprężyste rozpraszanie protonów na jądrach atomowych.	89
2.4.1.3. Oddziaływania z atomami jako całością	98
2.4.2. Prawdopodobieństwa zajścia reakcji jądrowej protonu z jądrami atomów ośrodka	98
2.5. Promieniowanie neutronowe	95
2.5.1. Oddziaływanie neutronów z materią	98
2.5.1.1. Oddziaływanie neutronów z elektronami atomów	98
2.5.1.2. Sprężyste rozpraszanie neutronów na jądrach atomowych	98
2.5.1.3. Niesprężyste oddziaływanie neutronów z jądrami atomowymi	99
2.5.2. Określanie prawdopodobieństwa zajścia reakcji jądrowej neutronu z jądrami atomów ośrodka	102
3. Oddziaływanie promieniowania gamma z materią	104
3.1. Absorpcja promieniowania gamma	105
3.1.1. Wewnętrzny efekt fotoelektryczny (Photo)	107
3.1.2. Rozpraszanie komptonowskie (Compton)	109
3.1.3. Krecja par elektron-pozyton (Pair).	112
3.1.4. Reakcje fotojądrowe	114

4. Detekcja promieniowania gamma	115
4.1. Pomiar absorpcji promieniowania gamma	117
4.1.1 Spektrometr scyntylicyjny	119
4.1.1.1. Liczniki scyntylicyjne. Budowa i działanie. Procesy zachodzące w scyntylicytorze przy rejestracji kwantów gamma	128
4.1.1.1.1. Licznik scyntylicyjny	139
4.1.1.1.2. Licznik scyntylicyjny z kryształem NaI(Tl)	139
4.2. Dozymetria promieniowania gamma	141
4.2.1. Licznik Geigera, licznik Geigera-Müllera	142
4.2.1.1. Budowa licznika	143
4.2.1.1.1. Teoretyczne podstawy pomiaru na przykładzie lampy G-M typu SBM-20	150
4.2.1.2. Wyznaczanie czasu martwego licznika G-M metodą dwóch źródeł	153
4.2.1.2.1. Pomiar czasu martwego licznika G-M metodą dwóch źródeł	154
4.2.1.3. Oszacowanie wydajności licznika G-M na promieniowanie gamma	154
4.2.1.4 Oszacowanie wydajności licznika G-M na promieniowanie beta	156
4.2.1.5. Podsumowanie wydajności licznika G-M	156
5. Historia dozymetrów Geigera	156
6. Literatura	157

Pomiar Promieniowania Gamma

1. Promieniowanie jonizujące

1.1. Jednostki podstawowe

h - stała Plancka. 20.05.2019 roku weszły w życie nowe definicje jednostek podstawowych układu SI. Kilogram został tak zdefiniowany, aby wartość stałej Plancka była równa:

$$h = 6,62607015 \times 10^{-34} \text{ kg} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$$

\hbar - stała uniwersalna, równa stałej Plancka h podzielonej przez 2π

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,054571817... \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s} = 6,582119569... \times 10^{-16} \text{ eV} \cdot \text{s}$$

Ładunek elektronu: $e = 1,602\ 176\ 634 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ (przyjęto 20 maja 2019r)

1C (kulomb) - to taki ładunek, który na równy sobie ładunek działa w próżni siłą $F=9 \cdot 10^9 \text{ N}$.

$1\text{C} = 6,241509074460762607776 \cdot 10^{18} \cdot e$ (elementarnych ładunków elektrycznych).

eV - to energia, jaką uzyskuje bądź traci elektron, który przemieścił się w próżni w polu elektrycznym o różnicy potencjałów równej 1 woltowi. **eV** - wyrażony w dżulach, to **1V** pomnożony przez **1e**, czyli $eV = e \cdot 1V = 1,602\ 176\ 634 \cdot 10^{-19} \text{ J}$,

zatem:

$$\text{masa elektronu } m_e = 1eV / c^2 = 1,782\ 661\ 92 \cdot 10^{-36} \text{ kg}$$

$$\text{masa protonu } m_p = 938 \text{ MeV}/c^2 = 1,6726 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$$

$$\text{masa neutronu } m_n = 939,565 \text{ MeV}/c^2 \approx 1,6749 \times 10^{-27} \text{ kg}$$

1u = 1 j.m.a. - jednostka masy atomowej „*atomic mass unit*”, będąca jednostką masy. Ze względów praktycznych zdefiniowana jako 1/12 masy atomu węgla ^{12}C , a w przybliżeniu równa masie atomu wodoru (jego najlżejszego izotopu).

$$1\text{ u} = 1,660\ 538\ 921(73) \cdot 10^{-24} \text{ g} = 1,660\ 538\ 921(73) \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 931,494\ 028(23) \frac{\text{MeV}}{c^2}$$

zatem:

$$\text{masa elektronu } m_e = 0,00054858 \text{ u}$$

$$\text{masa protonu } m_p = 1,0072765 \text{ u}$$

$$\text{masa neutronu } m_n = 1,008665 \text{ u}$$

1.2. Podstawy mechaniki kwantowej

Mechanika kwantowa jest teorią układów atomowych i jądrowych. Rozwinęła się na gruncie fizyki klasycznej, w szczególności zaś na podstawie dwóch głównych jej gałęzi:

1. Mechaniki Newtona
2. Teoria elektromagnetyczna Maxwella.

W tym krótkim rozdziale naszkicowano ogólne pojęcia teorii klasycznej [Matthews]. Następnie opisano, jak te pojęcia okazały się zupełnie nieodpowiednie do opisu układów atomowych oraz przedstawiono reguły nałożone przez Plancka, Bohra i de Broglie'a na teorię klasyczną, służące do zbudowania tego, co nazywane jest starszą teorią kwantów.

1.2.1. Fizyka klasyczna

W fizyce klasycznej uważa się, że materia składa się z cząstek punktowych, które poruszają się pod wpływem oddziałujących sił według praw Newtona.

1.2.1.1. Mechanika Newtona

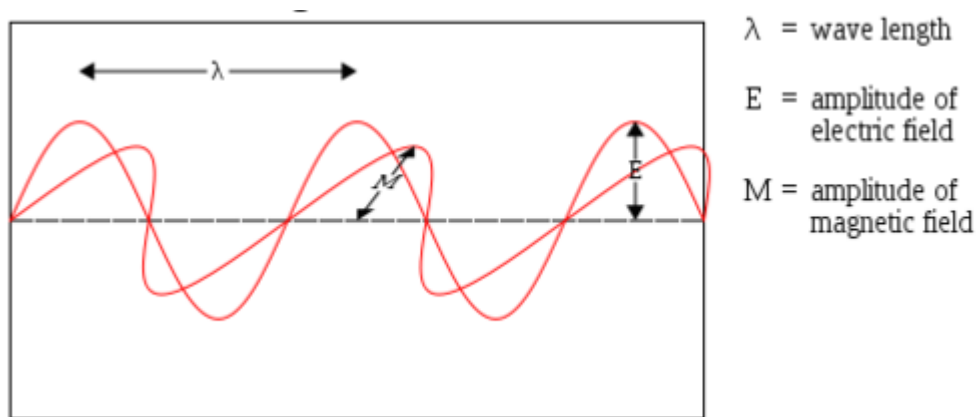
Najważniejszym z praw Newtona jest *prawo ruchu*: **siła = masa x przyspieszenie**. Teoria ta, w połączeniu z prawem ciężenia odniosła wielkie sukcesy w wyjaśnieniu ruchu planet oraz dostarczyła zadowalającego opisu ruchu układów makroskopowych elektrycznie obojętnych. Istotnym punktem tej teorii jest to, że materię traktuje się jako cząstki o określonej masie, a ruch cząstki swobodnej określony jest jej energią E oraz pędem \mathbf{p} .

1.2.1.2. Teoria elektromagnetyczna

Drugi ważny dział fizyki klasycznej dotyczy zjawisk elektrycznych i magnetycznych, które można najlepiej opisać za pomocą pola elektrycznego $\mathcal{E}(\mathbf{x})$ i magnetycznego $\mathcal{H}(\mathbf{x})$. Pola te związane są z gęstościami ładunku elektrycznego i prądu równaniami Maxwella. Dużego znaczenia ma dla nas fakt, że równania Maxwella prowadzą do wniosku, iż w przestrzeni swobodnej, zarówno pole elektryczne, jak i magnetyczne spełniają równanie:

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \right) \begin{cases} \mathcal{E}(\mathbf{x}) \\ \mathcal{H}(\mathbf{x}) \end{cases} = \mathbf{0} \quad (1.1)$$

Z tego równania wynika, że pola te rozchodzą się w przestrzeni, jako fale elektromagnetyczne ze stałą prędkością c . Fala elektromagnetyczna, zawierająca dwie typy fale, oscylują w prostopadłych do siebie kierunkach. Jedną z nich jest oscylujące pole magnetyczne, a drugą – pole elektryczne. Wygląda to jak na rysunku poniżej:



Maxwell pierwszy wysunął przypuszczenie, że fale te dla odpowiednich częstotliwości ν , należy utożsamić ze światłem widzialnym. Od tego czasu poznaliśmy inne rodzaje promieniowania: począwszy od niezmiernie niskich pasm częstotliwości stosowanych w radarach i radioastronomii, poprzez zakres widzialny, aż do wysokich częstotliwości charakteryzujących promieniowanie rentgenowskie i promieniowanie gamma pochodzące z pyłów radioaktywnych.

Jak wiadomo z optyki geometrycznej, promieniowanie cechuje się wieloma własnościami, dla których pojęcie fali nie jest istotne. Jednakże, dla zadowalającego wyjaśnienia zjawisk interferencyjnych, np. dyfrakcji, obraz falowy jest niezbędny. Najczęściej mamy do czynienia z falą określoną wzorem:

$$\exp[-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})] \quad (1.2)$$

gdzie częstość kołowa ω oraz wektor propagacji \mathbf{k} , są podstawowymi wielkościami fizycznymi, charakteryzującymi falę. Są one związane z częstością ν oraz długością fali λ zależnościami: $\omega = 2\pi\nu$, $|\mathbf{k}| = 2\pi/\lambda$

Ponieważ prędkość fali elektromagnetycznej w próżni wynosi c , więc:

$$\omega = |\mathbf{k}| \cdot c \quad (1.3)$$

Dwa działy nauki: mechanikę i elektromagnetyzm wiąże ze sobą prawo Lorentza, które głosi, że cząstka o ładunku e , poruszająca się w polu elektromagnetycznym z prędkością \mathbf{v} , podlega działaniu siły \mathbf{F} , określonej wzorem:

$$\mathbf{F}(\mathbf{x}) = e [\mathcal{E}(\mathbf{x}) + c^{-1} \cdot \mathbf{v} \times \mathcal{H}(\mathbf{x})] \quad (1.4)$$

Klasyczny obraz świata, w którym materia składa się z cząstek punktowych, a promieniowanie składa się z fal, mogłoby stanowić oparcie dla podstawowego opisu wszystkich zjawisk fizycznych. W tym obrazie, cząstkami punktowymi są protony o masie m_p oraz elektrony o masie m_e oraz posiadające jednostkowy ładunek elektryczny e .

Oddziaływanie między cząstkami odbywa się za pośrednictwem podstawowych sił elektromagnetycznych i grawitacyjnych. Jednakże, nawet przed odkryciem protonu, klasyczne pojęcia okazały się całkowicie niewystarczające do opisu ruchu elektronów oraz ich oddziaływania z promieniowaniem.

1.2.2. Upadek pojęć klasycznych - starsza teoria kwantów

Pierwsze oznaki upadku pojęć klasycznych wystąpiły w dość skomplikowanym zjawisku promieniowania ciała czarnego. Zjawisko to związane jest z procesem termodynamicznym wymiany energii pomiędzy promieniowaniem i materią. W teorii klasycznej przyjmuje się, że wymiana energii jest ciągła, tzn. iż światło o częstotliwości kołowej ω może w procesie absorpcji stracić dowolną ilość energii, przy czym w poszczególnych przypadkach tracona ilość energii zależy od energii wiązki świetlnej.

1.2.2.1. Korpuskularne aspekty promieniowania i hipoteza Plancka

Jak wykazał Planck M., poprawny, z punktu widzenia termodynamiki wzór, możemy uzyskać tylko wtedy, gdy założymy, że wymiana energii zachodzi w sposób **nieciągły**.

W szczególności Planck wysunął postulat, że wymiana energii między materią, a promieniowaniem o częstotliwości kołowej ω , może odbywać się jedynie w ilościach będących wielokrotnościami $\hbar\omega$. Innymi słowy, hipoteza Plancka oznacza, że światło o częstotliwości kołowej ω , zachowuje się jak strumień cząstek (fotonów) o energii:

$$E = \hbar\omega, \quad (1.6)$$

które materia może wysyłać lub pochłaniać. Ponieważ fotony poruszają się z prędkością światła, więc według szczególnej teorii względności, ich masa spoczynkowa musi być równa zero. Z relatywistycznego związku, między energią i pędem,

$$E^2 = p^2 c^2 + m_0^2 c^4 \quad (1.7)$$

wynika, że dla fotonów ($m = 0$)

$$E = pc \quad (1.8)$$

Eliminując z równań (1.3), (1.6) oraz (1.8) wielkość c ,

$$\omega = |\mathbf{k}| \cdot c \quad E = \hbar\omega \quad E = pc$$

otrzymujemy:

$$\boxed{\begin{matrix} E = \hbar\omega \\ \mathbf{p} = \hbar\mathbf{k} \end{matrix}} \quad (1.9)$$

Na podstawie tych relacji widać wyraźnie zależność między parametrami (E , \mathbf{p}) fotonu i parametrami (ω , \mathbf{k}) odpowiadającej mu fali.

Zjawisko fotoelektryczne jest znacznie prostszym przykładem, w którym ujawnia się korpuskularny aspekt promieniowania. Jeśli monochromatyczna wiązka światła o częstotliwości kołowej ω zostanie skierowana na powierzchnię metalu, to **może** nastąpić emisja elektronów. Jeżeli $\hbar\omega$ jest mniejsze niż pewna, zależna od rodzaju metalu, wartość granicznej energii W , to chociaż będziemy zmieniać w szerokim zakresie natężenie wiązki, nie zaobserwujemy w ogóle emisji elektronów. W przypadku, gdy $\hbar\omega > W$, to będą emitowane elektrony z energią kinetyczną T , przy czym:

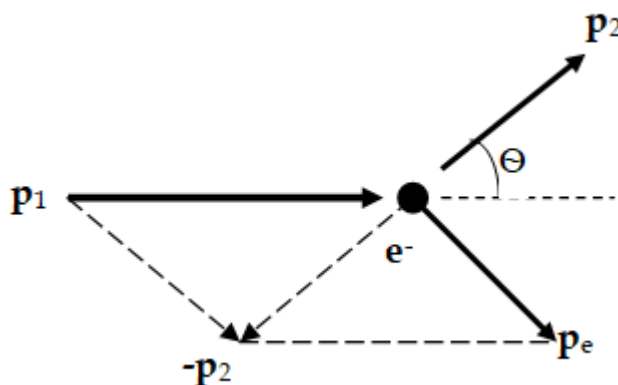
$$\hbar\omega = W + T \quad (1.10)$$

Należy tutaj zaznaczyć, że energia T emitowanych elektronów **zależy tylko od częstotliwości**, a nie zależy od natężenia promieniowania. Z punktu widzenia teorii klasycznej ciągłej wymiany energii jest to zupełnie **niezrozumiale**. Natomiast **wszystko daje się wytłumaczyć**, jeśli przyjąć hipotezę Plancka.

Wielkość W jest wartością pracy (energii) potrzebnej do uwolnienia elektronu spod wpływu potencjału przyciągającego wytworzonego przez metal. Jeżeli energia $h\omega$ niesiona przez fotony mniejsza niż W , wówczas elektrony nie będą emitowane.

Zjawisko fotoelektryczne stanowi bardzo specyficzne potwierdzenie hipotezy Plancka, warunkuje je bowiem wyłącznie wymiana energii pomiędzy promieniowaniem i elektronami. Inne efekty nie odgrywają tutaj żadnej roli. Zjawisko fotoelektryczne i promieniowanie ciała czarnego wykazują jedynie to, że wymiana energii odbywa się pomocą kwantów energii.

Zjawisko Comptona najwyraźniej ujawnia korpuskularną naturę promieniowania, w zjawisku rozpraszania promieni rentgenowskich na elektronach. Na poniższym rysunku przedstawiono foton o pędzie \mathbf{p}_1 (energii $c\mathbf{p}_1$), zderzający się z nieruchomym elektronem (o masie m). Po zderzeniu, foton ma pęd \mathbf{p}_2 (energiją $c\mathbf{p}_2$), elektron zaś ma pęd \mathbf{p}_e .



Rys. 1. Schemat zderzenia fotonu o pędzie \mathbf{p}_1 , z nieruchomym elektronem. Pęd elektronu po zderzeniu wynosi \mathbf{p}_e , zaś pęd fotonu \mathbf{p}_2

Z prawa zachowania pędu wynika poniższa zależność:

$$\mathbf{p}_1 = \mathbf{p}_2 + \mathbf{p}_e \quad (1.11)$$

$$\mathbf{p}_e = \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2$$

Zatem, na podstawie wzorów (cosinusów) Carnota, wynika poniższa zależność:

$$p_e^2 = p_1^2 + p_2^2 - 2p_1p_2 \cos\Theta \quad (1.12)$$

Na podstawie relatywistycznego prawa zachowania energii (1.7)

$$E^2 = p^2 c^2 + m_0^2 c^4$$

dochodzimy do zależności:

$$p_1 + mc = p_2 + (p_e^2 + m^2 c^2)^{1/2} \quad (1.13)$$

Eliminując p_e^2 ze wzorów (1.12) i (1.13) otrzymujemy poniższą zależność:

$$mc(p_2 - p_1) + 2p_1 p_2 \sin^2(\theta/2) \quad (1.14)$$

Dzieląc obie strony przez $p_1 p_2$ i wprowadzając długość fali (na podstawie wzoru 1.9) zależnością:

$$\lambda = h/p \quad (1.15)$$

otrzymujemy:

$$\lambda_1 - \lambda_2 = 2\lambda_e \cdot \sin^2(\theta/2) \quad (1.16)$$

gdzie:

$$\lambda_e = h/mc \approx 4 \cdot 10^{-11} \text{ cm} \quad (1.17)$$

nazywa się comptonowską długością fali.

Powyższa zmiana długości ($\lambda_1 - \lambda_2$), która zależy tylko od kąta rozproszenia θ , a nie zależy od pierwotnej częstości promieniowania, odpowiada dokładnie temu, co obserwuje się doświadczalnie. Wynika ona bezpośrednio z prostego, korpuskularnego obrazu zderzenia fotonu z elektronem, nie daje się natomiast wytłumaczyć na podstawie falowej teorii promieniowania.

1.2.2.2. Falowe aspekty materii i hipoteza de Broglie'a

Zjawiska wyżej opisane ujawniły korpuskularne aspekty promieniowania. Uzupełniającymi, względem nich, były wyniki doświadczeń Davissona C. oraz Germera L., którzy stwierdzili, że wiązka elektronów odbita od powierzchni kryształu niklu tworzy obraz dyfrakcyjny, analogiczny do obrazu, jaki daje światło ugięte na siatce dyfrakcyjnej. Obraz utrzymuje się nawet wtedy, gdy intensywność wiązki elektronów jest tak mała, iż elektrony przechodzą pojedynczo przez przyrząd. Dyfrakcja ma charakter falowy i jeśli występuje w tych warunkach, to świadczy o tym, że z ruchem pojedynczego elektronu, opisywanego parametrami E oraz \mathbf{p} , odnoszącymi się do cząstek, należy w jakiś sposób związać falę o ogólnej postaci danej wzorem (1.2).

Jeszcze przed doświadczeniami Davissona oraz Germera, inny fizyk de Broglie wysunął sugestię, że wzór (1.9), łączący korpuskularne i falowe cechy promieniowania, powinien stosować się również do elektronów. Tak więc, elektronowi o danej energii E i pędzie \mathbf{p} , została w bliżej nieokreślony sposób przyporządkowana fala de Broglie'a:

$$\exp[-i(E t - \mathbf{p} \cdot \mathbf{x})/\hbar] \quad (1.18)$$

Związek ten, między parametrami fali i cząstki o znanej wartości \hbar (ze zjawiska promieniowania), pozwala nam w sposób poprawny określić relację między odległością prążków dyfrakcyjnych a energią elektronów.

1.2.2.3. Poziomy dyskretne i hipoteza Bohra

Niepowodzenie koncepcji klasycznych, w zastosowaniu do ruchu elektronów, przejawiało się najwyraźniej w związku z atomem wodoru. Doświadczenia Rutherforda wykazały, że atom można uważać za układ złożony z ujemnie naładowanych elektronów, krążących wokół stosunkowo masywnego, dodatnio naładowanego jądra (w przypadku wodoru, jądrem jest jeden proton). Jeśli promieniowanie i przyciąganie grawitacyjne między masami i zastąpi się przyciąganiem kulombowskim między ładunkami, to taki układ przypomina zupełnie ruch planety wokół Słońca. Niestety, mimo sukcesów newtonowskiego prawa ciężenia, jego odpowiednik w dziedzinie elektryczności stał się główną przyczyną klęski teorii klasycznej. Ruch elektronu krążącego po orbicie jest ruchem przyspieszonym; według teorii Maxwella oznacza to, że elektron jest źródłem energii promienistej. Zgodnie z

teorią klasyczną, w czasie rzędu 10^{-10} s, elektron powinien połączyć się z protonem, tracąc swoją energię mechaniczną w formie krótkiego impulsu świetlnego. Częstość emitowanego promieniowania związana jest z częstością ruchu elektronów po orbicie. Elektron wypromieniowuje energię o częstości, która (według teorii klasycznej) powinna zmieniać się szybko, ale w sposób ciągły, powodując powstanie promieniowania w widmie ciągłym.

Z teorii klasycznej atomu Rutherforda wynika, że:

1. atom powinien być bardzo nietrwały,
2. atom powinien stale wysyłać promieniowanie o ciągłym widmie częstości, a więc tracić energię, co w konsekwencji powinno doprowadzić do spadku elektronu na jądro.

Jest to całkowicie sprzeczne z wynikami otrzymanymi na podstawie doświadczeń. Nieprawdziwość wniosku 1 jest oczywista, atomy bowiem należą do najbardziej trwałych. Ze znanych obiektów, jeżeli rozpadają się wskutek jonizacji, w której elektrony oddzielają się od jądra; jest to przeciwieństwo nietrwałości - w sensie klasycznym - polegającej na łączeniu się elektronów z jądrem.

Niepoprawność wniosku 2 nie jest już tak oczywista, lecz szczegółowe badania widm wodoru, przeprowadzone przez Balmera (w 1885r.), wykazały, że emitowane częstości tworzą widmo dyskretne, i że częstości linii najlepiej widzialnych spełniają wzór empiryczny: (1.19)

$$\omega = N(1/2^2 - 1/n^2), n = 3, 4, 5, \dots$$

Badania Balmera ukazały nową, niezmiernie ważną cechę atomu: energia promieniowania przebiega tylko zbiór wartości dyskretnych, a nie ciągłych, jak to wynikało z teorii klasycznej.

Model atomu Rutherforda z powodzeniem zastosował Bohr do wyjaśnienia powstawania emisyjnego widma optycznego atomów jednoelektronowych, tj.: atom wodoru, zjonizowany atom helu, podwójnie zjonizowany atom litu [Bojarski]. Dla ominięcia niezgodności modelu Rutherforda z zasadami fizyki klasycznej, uzupełnił on ten model dwoma postulatami.

Pierwszy postulat Bohra zakłada, że elektron może przebywać tylko na pewnych poziomach wokół jądra atomowego i będąc na nich nie promieniuje energii. Poziomy te spełniają warunek:

$$m_e v = \frac{nh}{2\pi r} \quad (1.3)$$

gdzie

m_e - masa elektronu

v - prędkość elektronu

n - 1, 2, 3, ...

h - stała Plancka

r - promień orbity kołowej.

Drugi postulat Bohra mówi, że przy zmianie energii atomu od wartości E_m do E_n , gdzie ($E_m > E_n$), wówczas różnica energii (ΔE) zostaje oddana w postaci fotonu promieniowania o częstotliwości drań (ν) określonej równaniem:

$$\Delta E = E_m - E_n = h \cdot \nu \quad (1.4)$$

Postulat ten wiąże model atomu Bohra z widmami liniowymi.

Słuszność postulatów Bohra została potwierdzona przez konfrontację obliczonych na ich podstawie wyników teoretycznych z danymi doświadczalnymi, uzyskanymi z badań spektroskopowych.

Energia atomu, gdy elektron znajduje się na jednej z orbit dozwolonych pierwszym postulatem Bohra, równa jest sumie jego energii kinetycznej i potencjalnej:

$$E_n = E_k + E_p \quad (1.5)$$

Zakłada się dla uproszczenia, że jądro atomu jest nieruchome, a jedynie elektron ma energię kinetyczną. Utrzymuje się on na orbicie kołowej, wskutek równoważenie kulombowskiej siły przyciągania elektrostatycznego (F), między elektronem a jądrem, siłą odśrodkową wynikającą z ruchu wokół jądra:

$$F = K \frac{Ze^2}{r^2} = m_e \frac{v^2}{r} \quad (1.6)$$

gdzie:

K - współczynnik mający wartość bardzo blisko $9 \cdot 10^9$, gdy ładunki wyrażone są w kulombach, ich odległości w metrach, a siła w niutonach,

e - ładunek elektronu,

Z - liczba porządkowa pierwiastka.

Z powyższego wzoru (1.6) wynika:

$$m_e v^2 = K \frac{Z \cdot e^2}{r} \quad (1.7)$$

Stąd, energia kinetyczna atomu

$$E_k = m_e \frac{v^2}{2} = K Z \frac{e^2}{2r} \quad (1.8)$$

Energia potencjalna atomu jest wynikiem wzajemnego względnego położenia jego części składowych. Przy założeniu nieruchomego jądra, energia potencjalna atomu zależy od położenia jego elektronów. Ponieważ siła działająca pomiędzy elektronem a jądrem jest równa zero, gdy elektron jest nieskończenie daleko, przyjmuje się umownie, że energia potencjalna atomu jest wtedy równa zero. Przy położeniu elektronu w odległości r od jądra, energia potencjalna atomu jest równa pracy potrzebnej na przesunięcie elektronu z tego miejsca do nieskończoności ze znakiem przeciwnym, a więc

$$E_p = - \int_r^\infty F dr = \int_\infty^r K \frac{Ze^2}{r^2} dr = - K \frac{Ze^2}{r} \quad (1.9)$$

Znak minus oznacza, że energia potencjalna jest tym mniejsza, im elektron znajduje się bliżej jądra. Tym samym więc, energię można pobierać z układu, gdy elektron zbliża się do jądra.

Podstawiając wyznaczone wartości E_k oraz E_p do wzoru (1.5) otrzymuje się

$$E_n = K \frac{Z \cdot e^2}{2r} - K \frac{Z e^2}{r} = -\frac{1}{2} K \frac{Z e^2}{r} \quad (1.10)$$

Wartość r oblicza się z równania (1.6), podstawiając na prędkość elektronu wartość obliczoną z równania (1.3)

$$r = \frac{1}{K} \frac{n^2 \cdot h^2}{4n^2 \cdot m_e \cdot Z e^2} \quad (1.11)$$

Eliminując r , z równania (1.10), otrzymuje się wartość całkowitej energii atomu, którego elektron znajduje się na n -tej dozwolonej orbicie, wynoszącą

$$E_n = -K^2 \frac{2\pi^2 m_e e^4 Z^2}{n^2 \cdot h^2} \quad (1.12)$$

Powyższy wzór (1.12) pozwala obliczyć energię atomu jednoelektronowego dla całkowitych wartości n , przy czym żadne inne wartości energii nie będą spełniać pierwszego postulat Bohra. Z tego wzoru wynika, że wszystkie dozwolone wartości energii są ujemne, a więc najniższy stan energii uzyskuje się przy $n = 1$.

Na podstawie drugiego postulat Bohra (wzór 1.4) oraz wartości energii atomu jednoelektronowego, przy dozwolonych położeniach elektronu (wzór 1.12) można wyliczyć częstość drgań wysyłanego promieniowania przy zmianie orbity elektronu. Jest oczywiste, że dla wypromieniowania pewnej porcji energii, elektron musi przejść z poziomu energetycznego wyższego, na poziom energetycznie niższy.

Po podstawieniu wartości wynikających ze wzoru (1.12) do wzoru (1.4) i przekształceniu

$$h\nu = K^2 \frac{2\pi^2 m_e e^4 Z^2}{h^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (1.13)$$

W spektrometrii mierzy się zwykle długość fali. Po eliminacji ν z powyższego wzoru (1.13) przez zależność $\nu = c/\lambda$ oraz przekształceniu otrzymuje się:

$$\frac{1}{\lambda} = K^2 \frac{2\pi^2 m_e e^4 Z^2}{c h^3} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (1.14)$$

Wartość $k = 1/\lambda$ nosi nazwę liczby falowej i podaje liczbę fal na jednostkę długości. Stały czynnik występujący we wzorze (1.14) nosi nazwę stałej Rydberga i oznaczany jest literą R .

$$R = K^2 \frac{2\pi^2 m_e e^4}{c h^3} \quad (1.15)$$

Po podstawieniu wzoru (1.15), wzór (1.14) przybiera postać

$$k = \frac{1}{\lambda} = RZ^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (1.16)$$

Zespół linii emisyjnych odpowiadający stałej wartości n oraz zmiennym wartościom m nosi nazwę serii widmowej.

Powyższy wzór (1.16) wyprowadzony na podstawie teorii Bohra jest w całkowitej zgodności z ustalonym empirycznie, historycznie wcześniejszym, równaniem Balmera na linie jednej z serii widmowych atomowego wodoru oraz seriami widmowymi uzyskanymi dla tego pierwiastka przez innych autorów.

Podstawiając dla wodoru, we wzorze (1.16), $Z=1$ oraz $n = 1, 2, 3, 4, 5$, otrzymuje się odpowiednio linie widmowe serii Lymana, Balmera, Paschena, Bracketta, Pfunda. Wzór (1.16) znajduje zastosowanie nie tylko dla serii widmowych atomów jednoelektronowych, ale - jak wykazały dane doświadczalne - również dla linii widmowych charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego atomów wieloelektronowych (patrz rozdział 2.3.1.5.2.3.2). Przybiera on wtedy postać δ

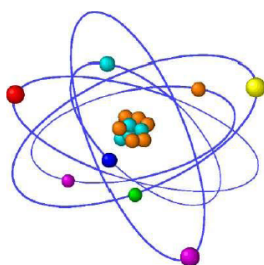
$$\frac{1}{\lambda} = R(Z - \delta)^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (1.17)$$

Stała δ w e wzorze (1.17), tzw. stała przesłaniania, jest wyrazem ekranowania ładunku jądra przez pozostałe elektrony atomu, co powoduje efekt podobny do zmniejszenia ładunku jądra. Stała δ przybiera różne wartości dla różnych serii widmowych.

Teoria Bohra odniosła duże sukcesy przy wyjaśnianiu istoty emisyjnych widm liniowych. Nie potrafiła ona jednak wyjaśnić ich subtelnej struktury, objawiającej się dodatkowymi liniami, nie przewidzianymi we wzorze (1.16), czy też, w przypadku charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego, atomów wieloelektronowych.

O ile drugi postulat Bohra można stosować z powodzeniem dla atomów wieloelektronowych, o tyle pierwszy postulat Bohra okazał się niewystarczający. Doświadczenie wykazało bowiem, że określenie energii elektronu w atomie wieloelektronowym jest bardziej skomplikowane, niż przewidywała to teoria Bohra. Zagadnienie to rozwiązała mechanika kwantowa, odnosząc olbrzymie sukcesy w przewidywaniu widm emisyjnych atomów wieloelektronowych.

Pewne reguły podane przez Bohra, tłumaczące w sposób półklasyczny fakty eksperymentalne, zostały dla uproszczenia podane, zakładając, że orbity elektronów są kołowe, co pokazano na poniższym rysunku, stanowiący artystyczne wyobrażenie jego modelu atomu.



Rys. 2. Artystyczna wizja modelu atomu Bohra

Reguły Bohra są następujące:

1. Wielkość momentu pędu M elektronu jest całkowitą wielokrotnością \hbar :

$$M = n \hbar, n = 1, 2, \dots \quad (1.20)$$

Z warunku, aby moment pędu przybierał tylko wartości dyskretne, wynika natychmiast, że energia E_n przybiera także wartości dyskretne.

2. Nieciągłemu przeskokowi elektronu, z poziomu energetycznego E_n do E_m , towarzyszy pojawienie się promieniowania o częstości kołowej

$$\hbar\omega_{nm} = |E_n - E_m| \quad (1.21)$$

Reguły te zastosowane do atomu wodoru, w którym elektron o masie m krąży wokół jądra (zakładamy, że jest nieruchome) po orbicie kołowej o promieniu r , z prędkością kątową ω , prowadzą do równania ruchu, które wiąże przyciąganie kulombowskie z przyspieszeniem dośrodkowym, ma poniższą postać:

$$\frac{e^2}{r^2} = m r \omega^2 \quad (1.22)$$

Z pierwszej reguły Bohra mamy:

$$m r \omega^2 = \hbar n, \quad n = 1, 2, \dots \quad (1.23)$$

Rozwiązując te dwa równania (1.22), (1.23) otrzymujemy dyskretny zbiór dopuszczalnych promieni:

$$r_n = (\hbar/m e^2) n^2 \equiv r_0 n^2 \quad (1.24)$$

oraz wyrażenie na prędkość kątową:

$$\omega = m e^4 / \hbar^3 n^3 \quad (1.25)$$

Energia całkowita jest sumą energii kinetycznej i potencjalnej. Dyskretnie poziomy energetyczne otrzymamy więc z zależności:

$$E_n = m r_n^2 \omega^2 / 2 - e^2 / r_n = - m e^4 / 2 \hbar^2 n^2 = (- e^2 / 2 r_0) / n^2 \quad (1.26)$$

Stała uniwersalna r_0 , zdefiniowana równaniem (1.24) przedstawia promień pierwszej orbity Bohra. Na podstawie (1.21) dopuszczalne częstości kołowe wyrażają się wzorem:

$$\omega_{nm} = e^2 / 2 \hbar r_0 (n^{-2} - m^{-2}) \quad (1.27)$$

Ciąg, w którym $n = 2$ i $m = 3, 4, 5$ ma cztery linie widzialne, stanowiące część określonej wzorem (1.19) serii Balmera. Atom w teorii Bohra jest trwały; dalsze bowiem wypromieniowywanie energii, gdy atom osiągnął najniższy poziom E_1 , dany wzorem (1.26), przestaje być możliwe.

1.3. Atom i jego promieniowanie - model atomu Bohra

W celu opisu atomu i jego promieniowania, dla prostoty, posłużymy się wyżej opisanym *modelem atomu Bohra*, w którym ujemnie naładowane elektrony krążą po *orbitach elektronowych*, w ściśle określonych dla danego atomu odległościach, od dodatnio naładowanego jądra atomowego. W istocie rzeczy nie istnieją trajektorie elektronów, a więc

orbity, a możemy jedynie mówić o miejscach wokół jądra atomowego, w których występuje największe prawdopodobieństwo znalezienia elektronów. Atom, jako całość jest elektrycznie obojętny, tj. ładunek jądra jest kompensowany przez sumę ładunków elektronów znajdujących się w atomie. Na każdej orbicie elektron ma także określoną energię.

Stan energetyczny każdego elektronu w atomie opisany jest czterema liczbami kwantowymi:

- główną liczbą kwantową n , która może przybierać dowolne wartości naturalne $n = 1, 2, 3, 4, \dots$,
- poboczną liczbą kwantową l , która może przybierać wartości całkowite, nieujemne: $l = 0, 1, 2, \dots$ i jest zawsze mniejsza od głównej liczby kwantowej; $0 \leq l \leq n-1$,
- magnetyczną liczbą kwantową m , która może przybierać wartości całkowite, zgodne z warunkiem $-l \leq m \leq l$,
- spinową liczbę kwantową s , która może przybierać wartości $s = \pm \frac{1}{2}$

Rozważając powstawanie atomowych widm emisyjnych, wygodnie jest zastąpić spinową liczbę kwantową s oraz poboczną liczbę kwantową l , jako wewnętrzną liczbą kwantową j , określoną równością

$$j = |l + s| \quad (1.28)$$

Podstawowe znaczenie dla kwantowej teorii konfiguracji elektronów w atomie ma zakaz Pauliego, według którego, żadne dwa elektrony atomu nie mogą znajdować się w tym samym stanie energetycznym, a więc nie mogą mieć tego samego ciągu liczb kwantowych i muszą się różnić przynajmniej jedną z nich.

Mechanika kwantowa nie sugeruje żadnego modelu atomu, opisując jedynie stan energetyczny poszczególnych jego elektronów. Dla poglądowego wyjaśnienia budowy atomu, posługujemy się dalej klasycznym modelem Bohra, który pozwala w uproszczeniu, ale za to bardzo sugestywnie, przedstawiać konfiguracje elektronów scharakteryzowanych liczbami kwantowymi. Elektrony mające tę samą wartość głównej liczby kwantowej n , należą do tego samego poziomu energetycznego i wartość ta gra najważniejszą rolę przy wyznaczaniu energii elektronu. Ta liczba kwantowa występuje we wzorze (1.16), który pozwala teoretycznie przewidzieć zasadnicze serie widmowe. W spektroskopii przyjęto oznaczać główne poziomy energetyczne literami, i od nich biorą nazwy odpowiednie serie widmowe.

Główna liczba kwantowa n :	1	2	3	4	5	7	7
Oznaczenia serii widmowej:	K	L	M	N	O	P	Q

Liczba elektronów N , która może być umieszczona na każdym głównym poziomie energetycznym, ograniczona jest do

$$N = 2n^2 \quad (1.29)$$

Każdy poziom energetyczny, z wyjątkiem poziomu K , składa się z podpoziomów.

Podpoziomy energetyczne określone są poboczną liczbą kwantową l , przyjęto w spektroskopii oznaczać literami:

Poboczna liczba kwantowa l :	0	1	2	3
Oznaczenie spektroskopowe:	s	p	d	f

Poglądowo można sobie wyobrazić atom każdego z pierwiastków układu okresowego jako powstały przez systematyczne dodawanie do atomu wodoru po jednym elektronie, zwiększając jednocześnie ładunek i masę jądra (protony i neutrony).

Stanem trwałym każdego układu jest stan o najniższej energii, stąd też każdy dodany elektron musi mieć tak dobraną czwórkę liczb kwantowych, aby przez jego dołączenie dodać do atomu minimalną porcję energii. Poza tym, liczby kwantowe do danego elektronu nie mogą być sprzeczne z zakazem Pauliego.

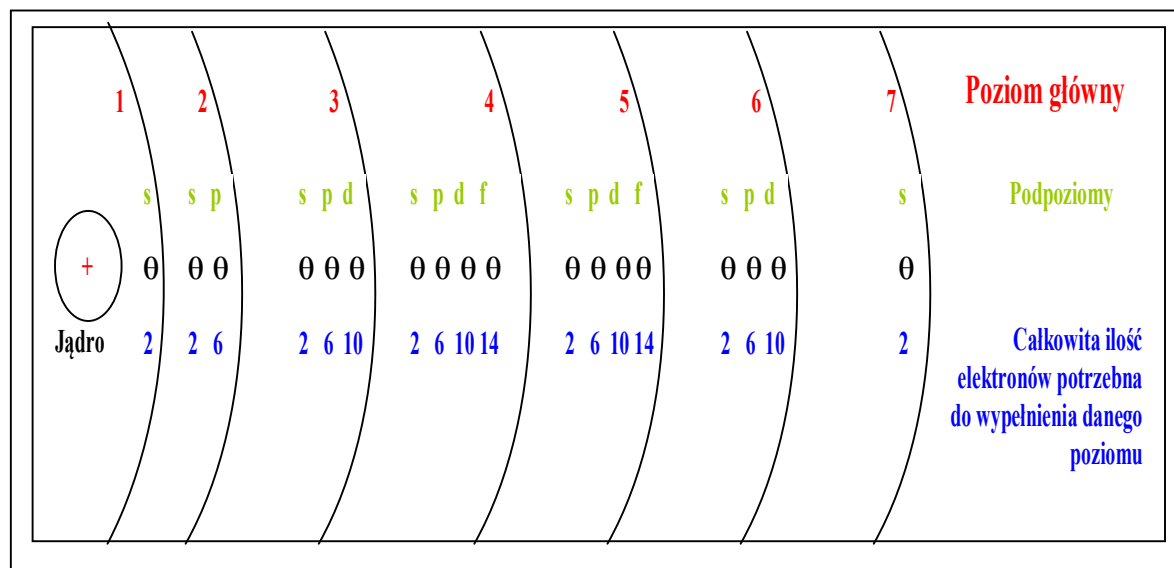
Najprostszą kwantową konfigurację elektronową ma atom wodoru, mający tylko jeden elektron. Stan energetyczny elektronu atomu wodoru jest określony ciągiem liczb kwantowych $(1,0,0, \pm\frac{1}{2})$. Dodając do atomu wodoru jeden elektron, uzyskujemy atom, którego dwa elektrony w stanie normalnym mają liczby kwantowe $(1,0,0, +\frac{1}{2})$ i $(1,0,0, -\frac{1}{2})$.

Odpowiada to konfiguracji elektronów w atomie helu. Dodając do atomu helu trzeci elektron, musimy, zgodnie z regułami liczb kwantowych, nadać mu wartość $(2,0,0, +\frac{1}{2})$. W tym przypadku uzyskujemy konfigurację elektronów w atomie litu, zawierającym trzy elektrony o liczbach kwantowych $(1,0,0, +\frac{1}{2})$, $(1,0,0, -\frac{1}{2})$, $(2,0,0, \pm\frac{1}{2})$.

Przez takie systematyczne dodawanie kolejnych elektronów można w zasadzie odtworzyć kwantową konfigurację elektronów wszystkich dalszych pierwiastków układu okresowego.

Liczby kwantowe n i l są najważniejsze przy budowie konfiguracji energetycznych elektronów atomów. Przy zapisie stanów energetycznych, dla uproszczenia podaje się tylko te

dwie liczby. Przy czym utarło się, że liczbę l podaje się sposobem literowym, przyjętym w spektroskopii, jak pokazano na poniższym rysunku.



Rys. 3. Ilustracja całkowitego wypełnienia elektronami poziomów energetycznych atomu pierwiastka o hipotetycznej liczbie atomowej $Z = 112$

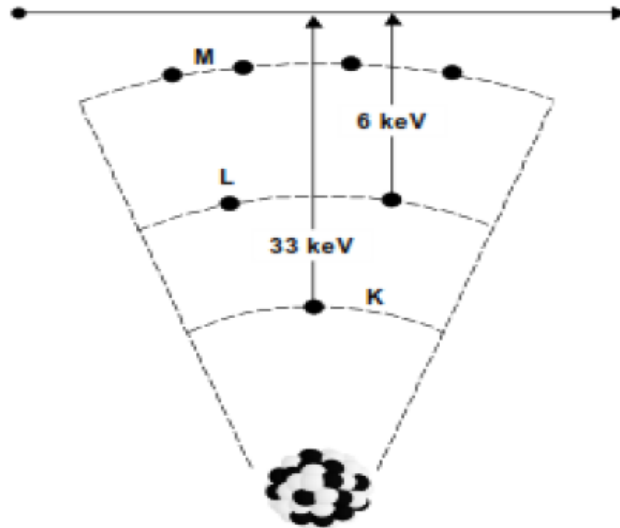
Jak powyżej wyjaśniono, orbity elektronowe, a więc również energie elektronów, numerowane tzw. główną liczbą kwantową $n = 1, 2, \dots$ oznaczamy kolejno (od najbliższej jądra w stronę dalszych) literami K, L, M, N , itd. Na każdej z orbit (powłok) może znajdować się co najwyżej pewna, ściśle określona dla tej orbity, liczba elektronów.

Elektrony te charakteryzują się *skwantowanym* (tj. dyskretnym, nieciągłym) momentem pędu $l\hbar$, przy czym $l = 0, 1, \dots, n-1$. Dla $l = 0, 1, 2$ i 3 , elektrony nazywane są odpowiednio s, p, d, f .

Oprócz powyższych wartości momentu pędu, związanego z orbitalnym ruchem elektronów wokół jąder, elektrony wykazują też wewnętrzny moment pędu, zwanym *spinem*.

Spin ten może być zorientowany zgodnie lub przeciwnie do orbitalnego momentu pędu. Stosownie do orientacji, jego wartość wynosi $\pm \frac{1}{2} \hbar$. Daną wartość l może mieć nie więcej niż $2(2l+1)$ elektronów, a więc dla danej głównej liczby kwantowej n , określającej, jak wcześniej wspomniano, energię - liczba elektronów na powłoce może maksymalnie wynosić $2n^2$.

Pierwsze cztery powłoki, co pokazano na poniższym rysunku, mogą przyjąć więc odpowiednio 2, 8, 18 oraz 32 elektronów.



Rys. 4. Elektrony na pierwszych czterech powłokach

1.4. Wzbudzenie i jonizacja atomów, promieniowanie

Aby oderwać elektron od atomu potrzebna jest energia, zwana energią wiązania elektronu w atomie. I tak, usunięcie elektronu z powłoki *K* atomu wodoru, wymaga energii 13,5 eV, natomiast usunięcie elektronu z powłoki *K* atomu ołowiu, wymaga już 88,0 keV, a więc energii ponad 5000 razy większej. Na powyższym rysunku pokazano schematycznie tę sytuację: wyrwanie elektronu z głębszej orbity wymaga użycia większej energii (z tego też względu, energie elektronów związanych na orbitach przyjmujemy za ujemne). Po takim wyrwaniu elektron przestaje być związany z atomem, podobnie jak ciało wyrzucone poza obszar przyciągania ziemskiego.

Energia wiązania elektronu na danej orbicie rośnie proporcjonalnie do kwadratu wielkości efektywnego ładunku jądra, tj. ładunku „widzianego” przez elektron na orbicie. Dla elektronów *K* w cięższych atomach, energia wiązania zmienia się zgodnie z $13,6(Z-3)$ eV, gdzie *Z* jest tzw. **liczbą atomową** oznaczającą liczbę elektronów w atomie (równą liczbie protonów w jądrze danego pierwiastka). Jak już wspomniano, im elektron znajduje się na wyższej orbicie, tym jego energia wiązania jest mniejsza, i tym łatwiej oderwać go od atomu. Z kolei, jeśli na niecałkowicie zapełnionej orbicie danego jonu nastąpi przyłączenie elektronu, wówczas zmniejszającej się energii układu będzie towarzyszyć emisja promieniowania elektromagnetycznego, o energii równej energii wiązania elektronu.

Emisja taka będzie również powstawała podczas przechodzenia elektronu z orbity wyższej, na której jest słabiej wiązany, na orbitę niższą. Wypromieniowana wówczas energia musi być - zgodnie z zasadą zachowania energii - równa różnicy energii obu powłok.

Ogólnie, terminem *promieniowanie* nazywamy sam akt wysłania oraz rozchodzenie się w przestrzeni strumienia energii przenoszonego przez cząstki lub fale. Ze względu na dualizm korpuskularno-falowy fale elektromagnetyczne możemy opisać jako strumień szczególnych cząstek - kwantów promieniowania, zwanych *fotonami*.

Jonizacją nazywamy proces odłączania elektronów od atomów. W takim procesie pozostały fragment atomu - jon - ma ładunek dodatni równy ładunkowi odłączonych elektronów. Powstały jon dodatni i elektron nazywane są *parą jonów*.

W zasadzie, przyłączenie elektronu do obojętnego elektrycznie atomu można również nazwać jonizacją, gdyż w takim procesie tworzy się jon, tyle że naładowany ujemnie. W stanie swobodnym taki jon jest jednak nietrwały. Jeśli istnieje on natomiast w stanie związanym, np. w cząsteczce *NaCl*, kolejna jonizacja któregośkolwiek z jonów będzie polegać na zmianie stanu ładunkowego w drodze usunięcia jednego lub większej liczby elektronów.

Dostarczając elektronowi pewnej energii z zewnątrz możemy spowodować, iż przejdzie on z niższej na wyższą orbitę i wtedy taki proces będziemy nazywać *wzbudzeniem* atomu. Ponieważ przy opisywanym przejściu na niższej orbicie pozostanie na powłoce wolne miejsce, albo, jak mówimy, *stan niezapełniony*, wzbudzony elektron będzie miał naturalną tendencję do zmniejszenia swej energii przez wypromieniowanie fali elektromagnetycznej, o energii równej różnicy energii obu powłok i zajęcia ponownie poprzedniego stanu o niższej energii (większej energii wiązania).

W szczególnych wypadkach możemy mieć do czynienia z kaskadą wypromieniowywanych fotonów (kwantów promieniowania elektromagnetycznego), związaną z sekwencją przejść z wyższych powłok na niższe.

Emisja fotonu nie jest jednakże jedynym sposobem na zmniejszenie przez atom czy jon swej energii. Energia wzbudzenia może być bowiem przekazana elektronowi wyższej powłoki, np. *L*, spowodować jego wyrzucenie z atomu, a więc jego jonizację. Ponieważ któryś z

elektronów wyższych powłok zapełni pusty stan np. na powłoce *K*, to wraz z emisją elektronu na zewnętrznych powłokach będziemy teraz mieli dwa stany nieobsadzone, a więc atom zostanie dwukrotnie zjonizowany. Elektrony, przejmujące na siebie energię przejścia i emitowane z powłoki atomowej nazywamy *elektronami Auger'a* (patrz rozdział 2.3.1.5.2.5.)

1.5. Jądro atomowe

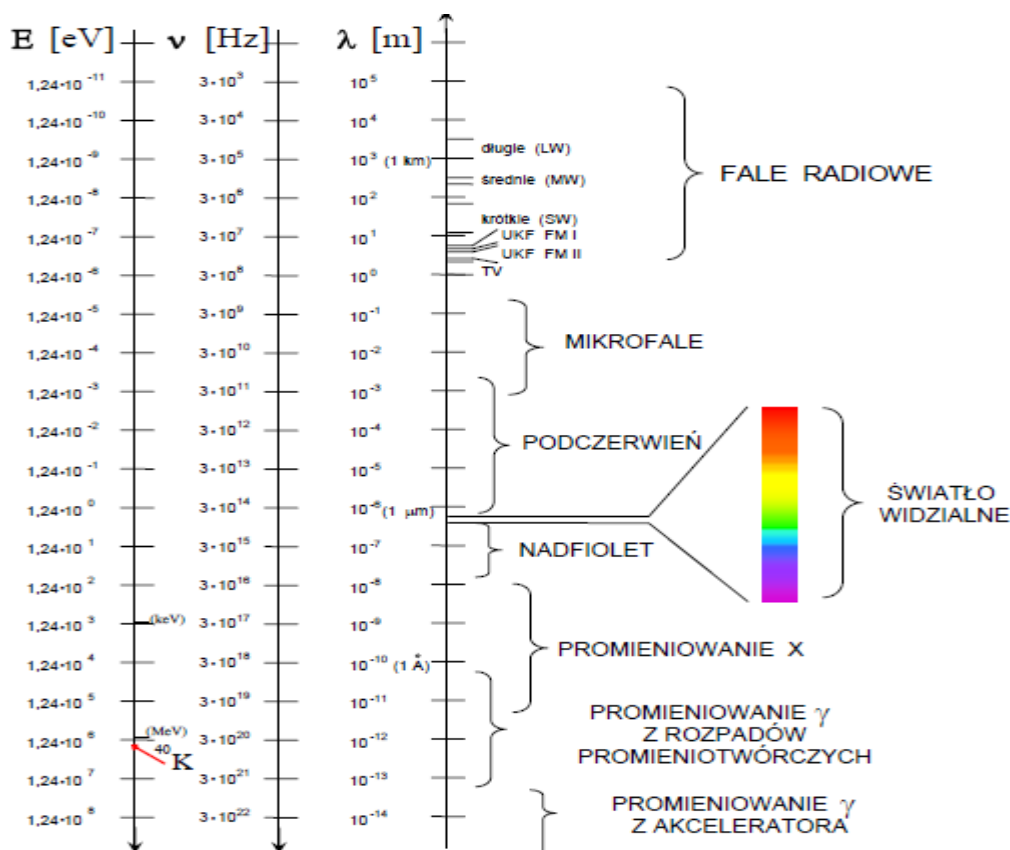
O ile rozmiary atomu są mikroskopijnie małe, typową wartością jest tu 10^{-10} m, rozmiary *jądra atomowego* są jeszcze mniejsze, typową wartością jest 10^{-15} m. Podstawowymi składnikami jądra są *nukleony*, obojętny elektrycznie neutron i dodatnio naładowany proton o ładunku równym *ładunkowi elementarnemu*, tj. takiemu, jaki ma elektron.

Ze względu na elektryczną neutralność atomu, liczba protonów w jądrze musi być równa liczbie elektronów na powłokach elektronowych. Oba składniki jądra są cząstkami o masie około 1840 razy większej niż masa elektronu, przy czym masa neutronu jest minimalnie większa od masy protonu.

1.6. Promieniowanie elektromagnetyczne

Promieniowanie elektromagnetyczne wysyłane przez wzbudzone atomy pokrywa tylko część całego widma promieniowania elektromagnetycznego, z którym stykamy się w przyrodzie. W zasadzie dotyczy to promieniowania widzialnego, ultrafioletowego oraz rentgenowskiego o energii, od części elektronowolta, do ok. 120 keV.

Na poniższym rysunku przedstawiono widmo promieniowania elektromagnetycznego, z zaznaczonymi zakresami i ich nazwami.



Rys. 5. Widmo promieniowania elektromagnetycznego z podziałem na charakterystyczne, najbardziej typowe zakresy

Rysunek jest o tyle niepełny, że nie przedstawia wszystkich charakterystycznych zakresów (przedstawiony podział jest dość zgrubny), rzeczywisty zaś zakres obserwowanych energii jest o kilka rzędów wielkości większy niż pokazany na rysunku. W szczególności, w promieniowaniu kosmicznym można zaobserwować promieniowanie gamma obserwowane o energii rzędu 10^{11} - 10^{12} eV.

1.7. Powstawanie i rodzaje promieniowania jonizującego

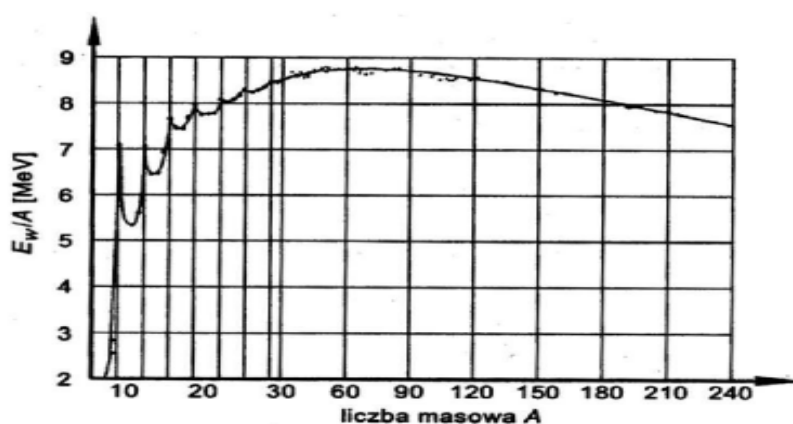
1.7.1. Energia wiązania jądra, defekt masy, rozpad promieniotwórczy

Promieniowaniem jonizującym nazywamy promieniowanie, które w wyniku oddziaływania z atomami może spowodować usunięcie z nich elektronów i przekształcenie atomów w jony. I chociaż już wysokoenergetyczne promieniowanie ultrafioletowe jest w stanie zjonizować niektóre atomy (dla fal elektromagnetycznych polskie Prawo Atomowe przyjmuje dla promieniowania jonizującego granicę 100 nm), w tym miejscu opiszemy promieniowanie wysyłane przez jądra atomowe oraz powstałym w wyniku reakcji jądrowych. Zanim zacniemy omawiać to zagadnienie, należy sobie uświadomić, że tak jak przy tworzeniu atomów, energia atomu jest mniejsza od energii odseparowanego jądra i

elektronów o energii wiązania tych ostatnich, tak i suma energii oddzielnych nukleonów jest wyższa od energii tychże nukleonów związanych w jądrze. A ponieważ każdej masie m odpowiada „równoważna” energia z relacją Einsteina $E=mc^2$, więc też masa jądra będzie mniejsza o:

$$\Delta M = Zm_p + (A - Z)m_n - m_j$$

od sumy mas nukleonów (m_p i m_n oznaczają odpowiednio masy protonu i neutronu) w tym jądrze. Jest to tzw. **defekt masy**. Oczywiście, całkowita energia wiązania nukleonów w jądrze jest równa ΣMc^2 . Dzieliąc tę wartość przez liczbę masową otrzymamy średnią energię wiązania przypadającą na nukleon, co pokazano na poniższym rysunku.

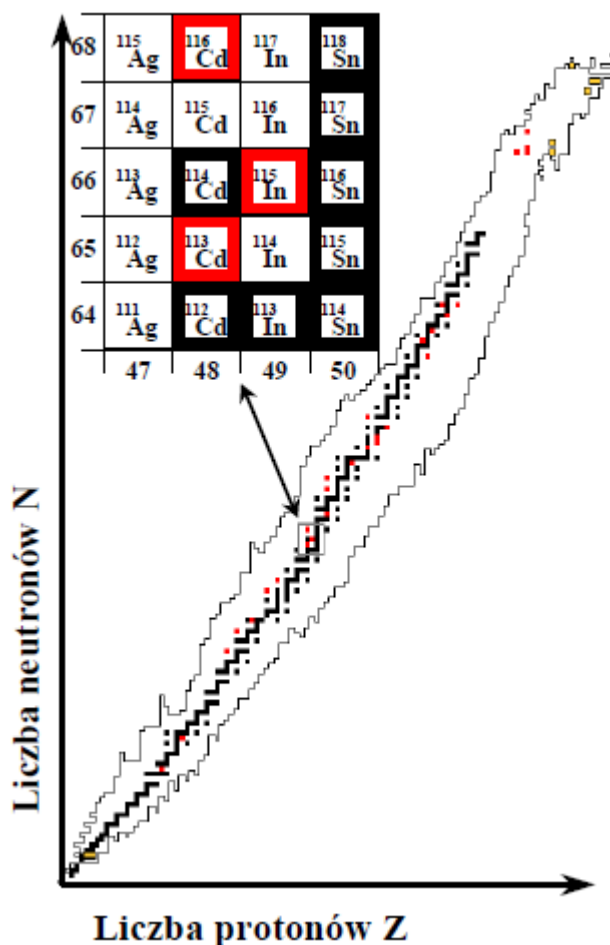


Rys. 6. Energia wiązanie na nukleon w funkcji liczby masowej A

Energia ta dość gwałtownie rośnie w obszarze od lekkich pierwiastków aż do żelaza, a następnie stopniowo maleje. Dlatego też nie można uzyskać jąder cięższych od jądra żelaza w drodze stopniowego „składania” jąder w procesie syntezy jądrowej. Relacja Einsteina pozwala na wyrażenie mas w jednostkach energii. I tak 1 j.m.a. = 931 MeV, np. masa nieruchomego elektronu odpowiada energii 511 keV.

To, że dany izotop istnieje w naturze nie oznacza, że jest on stabilny. Takim on będzie wtedy, gdy energia jądra będzie najmniejszą z możliwych. Przyłączenie dodatkowego neutronu lub zmniejszenie liczby neutronów będzie z reguły prowadziło do sytuacji, w której jądro jest wzbudzone, przy czym energie wzbudzeń jąder są typowo 1000 – 100 000 razy większe od energii wzbudzeń atomów. Spośród przebadanych ok. 4000 izotopów, zaledwie 259, co na poniższym rysunku zaznaczono kolorem czarnym, jest stabilnych, reszta zaś rozpada się w krótszym lub dłuższym czasie; charakterystyczne czasy rozpadu zawarte są w przedziale od

nanosekund do nawet 1025 lat. Te ostatnie mówią nam *de facto* o obecnej granicy mierzalności czasów rozpadu.



Rys. 7. Schematyczna tablica izotopów. Pola czarne przedstawiają izotopy stabilne, czerwone – izotopy „starsze niż świat”

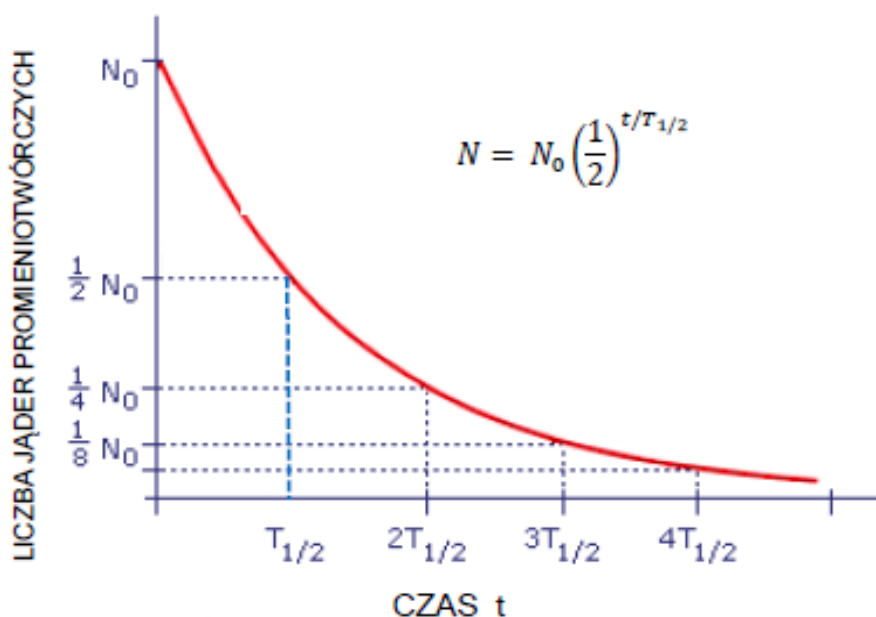
Efekt czasowy przemiany jest niezmiernie ważną charakterystyką izotopu. Bez względu bowiem na rodzaj przemiany jądrowej, w jednostce czasu, przemianom ulega ten sam ułamek jąder. Prowadzi to do uniwersalnego prawa przemian rozpadu promieniotwórczego w funkcji czasu: jeśli w chwili początkowej mieliśmy substancję, w której było N_0 jąder niestabilnych, to po czasie t ich liczba zmniejszy się do:

$$N = N_0 e^{-t/\tau}$$

gdzie τ jest tzw. *średnim czasem życia*. Często operujemy pojęciem *okresem połowicznego zaniku*, tj. czasu, po którym przemianie ulega średnio połowa jąder. Okres ten, oznaczany jest jako $T_{1/2}$ i związany jest ze średnim czasem życia prostą relacją:

$$T_{1/2} = \tau / \ln 2 = \tau / 0,693$$

Wykres tej funkcji przedstawiono na poniższym rysunku.



Rys. 8. Krzywa zaniku wykładniczego ilości promieniotwórczego izotopu

1.7.2. Aktywność preparatu promieniotwórczego

Ponieważ celem każdej przemiany jest zmniejszenie energii jądra, musi jej towarzyszyć emisja promieniowania. Może ono być promieniowaniem elektromagnetycznym, zwanym tu **promieniowaniem gamma**, może też być **promieniowaniem korpuskularnym**, np. tzw. promieniowaniem alfa (α) lub beta (β). W dalszej części opracowania omówimy podstawowe rodzaje przemian jądrowych. Omówienie to poprzedzimy jednak ważnym dla źródeł promieniotwórczych pojęciem **aktywności**. Przez aktywność rozumiemy zachodzącą w źródle promieniotwórczym liczbę rozpadów w jednostce czasu. Jeśli jednostką tą będzie sekunda, aktywność mierzona będzie w **bekerelach** (Bq):

$$1 \text{ Bq} = 1 \text{ rozpad/s}$$

Aktywności typowych źródeł promieniotwórczych są z reguły mierzone w jednostkach tysięcy i milion razy większych (tj. kilo- i megabekerelach). W szczególnym przypadku „bomby” kobaltowej mamy do czynienia z aktywnościami rzędu setek terabekereli ($1 \text{ TBq} = 10^{12} \text{ Bq}$). Wcześniej używana jednostka aktywności, **kiur** (Ci), była natomiast jednostką tak dużą, że w praktyce częściej wyrażano aktywność w podwielokrotnościach tej jednostki, jak mili- czy mikrokiur. Relacja pomiędzy obiema jednostkami jest następująca:

$$1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq} = 37 \text{ GBq}$$

Zgodnie z wcześniejszymi uwagami, aktywność źródła jest funkcją czasu zależną od czasu życia izotopu promieniotwórczego w źródle. Dla obliczenia aktywności źródła w danej chwili można zastosować wzór:

$$N = N_0 e^{-t/\tau}$$

w którym w miejsce liczb jąder promieniotwórczych N i N_0 podstawimy odpowiednio aktywności bieżącą i początkową. Należy jeszcze podkreślić, że pojęcie okresu połowicznego zaniku, czy też czasu życia, ma sens głęboko probabilistyczny. Tylko w wypadku zbioru dużej liczby jąder można mieć nadzieję na spełnienie równania rozpadu przedstawionego wyżej. W przypadku pojedynczego jądra nie jesteśmy w stanie przewidzieć, czy jądro to rozpadnie się wcześniej, czy później.

Każdemu przejściu jądra ze stanu niestabilnego do stabilnego musi towarzyszyć emisja energii, natomiast samo przejście może odbywać się w różnoraki sposób (mówimy o różnych kanałach rozpadu). Do takich specyficznych przejść należy, w wypadku ciężkich jąder, rozszczepienie, emisja cząstek, wreszcie najbardziej typowe - **przejście radiacyjne**, które szczególnie jest interesujące w medycynie nuklearnej. Przejściu radiacyjnemu towarzyszy przekształcanie masy w energię, zgodnie z Einsteińską relacją $E = mc^2$. Warto uzmysłowić sobie, że przekształcenie masy 1 g w energię oznacza produkcję 25 mln kWh!

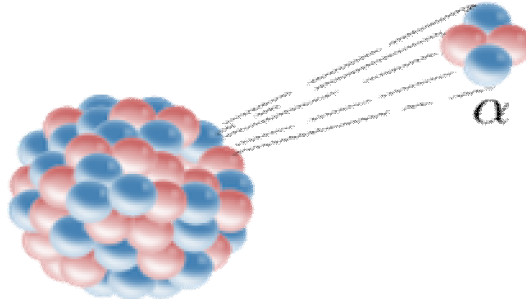
2. Promieniowanie jądrowe

Promieniowanie jądrowe stanowi emisję cząstek lub promieniowania elektromagnetycznego (promieniowanie gamma) przez jądra atomów. Promieniowanie zachodzi podczas przemiany promieniotwórczej lub w wyniku przejścia wzbudzonego jądra do stanu o niższej energii. Rodzaj wysyłanego promieniowania oraz jego energia zależy od rodzaju przemiany jądrowej. Do promieniowania jądrowego zalicza się między innymi:

- promieniowanie alfa
- promieniowanie beta
- promieniowanie gamma
- promieniowanie protonowe
- promieniowanie neutronowe

2.1. Promieniowanie alfa

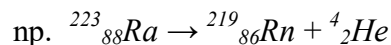
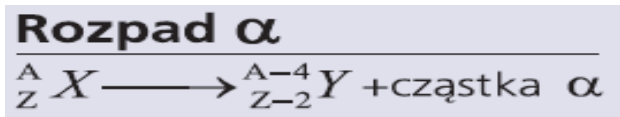
Promieniowanie alfa (α) – promieniowanie jonizujące emitowane przez rozpadające się jądra atomowe, będące strumieniem cząstek alfa, które są jądrami helu.



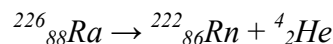
Rys. 9. Emisja cząstki alfa przez jądro atomowe

Cząstka alfa składa się z dwóch protonów i dwóch neutronów. Ma ładunek dodatni i jest identyczna z jądrem atomu izotopu ${}^4\text{He}$, więc często oznacza się ją jako He^{2+} . Cząstki alfa są wytwarzane przez jądra pierwiastków promieniotwórczych, jak uran i rad. Proces ten określa się jako rozpad alfa.

Przykładowa reakcja rozpadu alfa:



lub



Niestabilne jądro (nuklid) może rozpadać się na więcej sposobów. W szczególności, w przypadku ${}^{226}\text{Ra}$ powyższy rozpad dotyczy nie wszystkich lecz "tylko" 95% rozpadów. Pozostałe 5% zachodzi z emisją cząstki alfa, o energii 4,60 MeV, co oznacza, że w tym rozpadzie energia tworzonego radonu ${}^{222}\text{Rn}$ jest o 0,18 MeV wyższa niż w poprzednim rozpadzie. Jądro to, przechodząc do stanu o swej najniższej energii, będzie pozbywało się energii wzbudzenia, tym razem emitując foton o energii 0,18 MeV. Nie jest to jednak koniec historii, gdyż izotop ${}^{222}\text{Rn}$ jest izotopem niestabilnym i rozpada się dalej. W istocie rzeczy

mamy tu do czynienia z całą serią rozpadów alfa, beta i gamma, zanim osiągnięte zostanie jądro stabilne ^{282}Pb . W takich sytuacjach mówimy o istnieniu szeregów promieniotwórczych.

Rozpad alfa jest dosyć typowym rozpadem jąder ciężkich, mechanizm zaś polega na tzw. **zjawisku tunelowym**. Istotną cechą tego rozpadu jest emisja cząstki o ściśle określonej energii, jednej dla danego typu rozpadu, jako że w rozpadach alfa możemy mieć kilka grup cząstek, co wiąże się z faktem, że w wyniku rozpadu powstaje tylko ta cząstka oraz nowe jądro: rozdział nadmiarowej energii jądra początkowego (w przykładzie rozpadu ^{226}Ra) pomiędzy obie cząstki jest jednoznacznie określony przez zasady zachowania energii i pędu.

Jądro atomowe, które wyemituje cząstkę alfa, po emisji jest zwykle w stanie wzbudzonym, co powoduje emisję kwantu gamma. Prędkość cząstek alfa, o masie spoczynkowej $4u$, oraz ładunku elektrycznym $+2e$, wynosi około 15 tysięcy km/s (dla cząstki o energii 5,5 MeV).

2.1.1. Krótka charakterystyka rozpadu alfa

- ▶ Cząstka α to jądro ^4_2He :

$$\text{masa } 4 \times m_N \sim 10^4 m_e \quad \text{\textit{ładunek } } +2 \times e$$

- ▶ Stosunkowo **niewielka prędkość** ($v \sim 10^7 \text{ m/s} \ll c$) - duża gęstość jonizacji na krótkim odcinku drogi prowadząca do dużych szkód.
- ▶ **Mały zasięg** - w powietrzu do 10 cm, ale w tkance $100 \mu\text{m} - 0.1 \text{ cm}$.
- ▶ Kartka papieru już zatrzymuje cząstkę α .
- ▶ W tkance cząstka α tworzy $\sim 10^3$ jonów/ $1 \mu\text{m}$.
- ▶ Komórka ludzka to $10 \mu\text{m}$ i stąd 10^4 par jonów w komórce - **ogromne szkody biologiczne**.

Promieniowanie alfa nie jest wykorzystywane w medycynie nuklearnej. Oddziałując silnie z materią promieniowanie alfa może łatwo prowadzić do uszkodzeń szkodliwych dla organizmu, a krótki zasięg tego promieniowania w materii wyklucza diagnostykę narządów wewnętrznych. Z przemian tego typu można jednak korzystać w terapii nowotworów, czego przykładem jest terapia oparta o wychwyt neutronu przez izotop ^{10}B , tzw. BNCT (ang. *Boron Neutron Capture Therapy*).

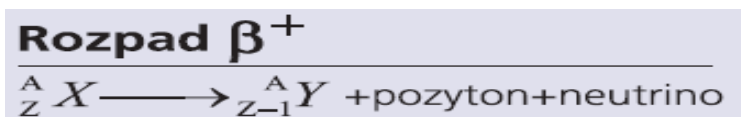
2.2. Promieniowanie beta

Promieniowanie beta (β) – to rodzaj przenikliwego promieniowania jonizującego, wysyłanego przez promieniotwórcze jądra atomowe podczas przemiany jądrowej. Nazwa ma znaczenie historyczne – powstała, by odróżnić to promieniowanie od mniej przenikliwego promieniowania alfa. Stabilność jądra jest związana z pewną równowagą pomiędzy liczbą neutronów i protonów w danym jądrze. Jądro nietrawne może polepszyć swój stosunek liczby neutronów do protonów na drodze jednego z trzech procesów:

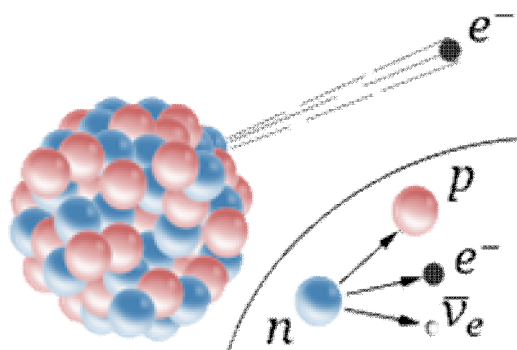
1. Rozpad β^-



2. Rozpad β^+



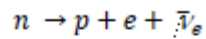
3. wychwyty elektronu (EC , od angielskiej nazwy *Electron Capture*)



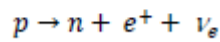
Rys. 10. Emisja elektronu podczas rozpadu β^- jądra atomu. Elektron ten powstaje obok protonu i antyneutrino w wyniku rozpadu jednego z neutronów

W dwóch ostatnich przemianach proton zmienia się w neutron, w rozpadzie β^- zaś neutron rozpada się i tworzy się proton. We wszystkich tych przemianach liczba masowa A jądra nie zmienia się (takie przejścia nazywamy **izobarycznymi**), natomiast zmienia się o jeden liczba atomowa Z .

Ponieważ mechanizmy przemian β są związane z tzw. *oddziaływaniami słabymi*, oprócz emitowanego w nich elektronu (cząstki β^- , czyli e^-) czy pozytonu (cząstki β^+ , czyli e^+), odpowiednio emitowane jest także antyneutrino elektronowe, lub neutrino elektronowe. Opisane przemiany nukleonów zapisujemy jako



oraz

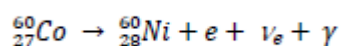


W tym ostatnim wypadku proces rozpadu jest złożony (pamiętajmy, że masa neutronu jest większa od masy protonu!). Gdy jądro ma nadmiar energii powyżej 1,02 MeV, a więc równoważną energię dwóch mas spoczynkowych elektronu, może powstać para elektron-pozyton, a następnie proton w oddziaływaniu z elektronem przekształcić się w neutron i neutrino.

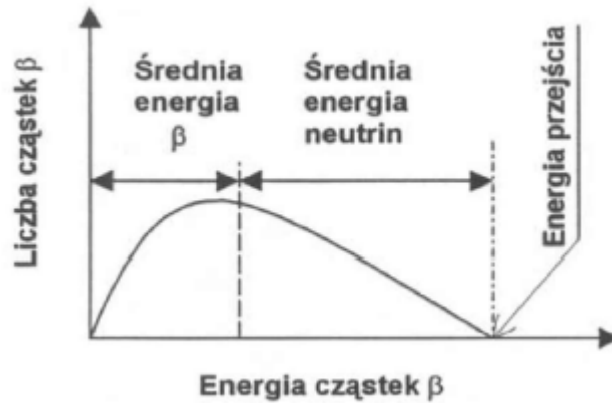
Ponieważ w obu typu przemianach nukleonów energia wzbudzenia jądra rozkłada się, jak widać, na trzy cząstki, energia emitowanych elektronów czy pozytonów może być zarówno równa całej energii przemiany (tj. różnicy energii jądra początkowego i końcowego) jak i zero, kiedy to energia przemiany będzie unoszona przez neutrino (lub antyneutrino).

Mamy tu zatem do czynienia z emisją cząstek o pewnym widmie energetycznym, w którym możemy określić w szczególności energię średnią (na ogół 25-30% całkowitej energii przemiany), jak i energię najbardziej prawdopodobną. Znajomość energii średniej jest dla nas istotna, gdyż pozwala na ocenę dawki (pojęcie to zostanie przybliżone nieco dalej) pozostawionej przez to promieniowanie w ciele pacjenta. Np. dla izotopu ^{32}P średnia energia cząstek beta wynosi 0,7 MeV, maksymalna zaś - 1,71 MeV.

Oczywiście, przemianom β mogą towarzyszyć emisje promieniowania γ z jądra atomowego oraz fotony "atomowe". Na przykład rozpad izotopu ^{27}Co przebiega w następujący sposób:

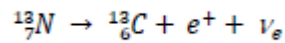


przy czym w ogólnym przypadku należy pamiętać, iż w zależności od energii emitowanego elektronu jądro końcowe może wysłać jeden lub większą liczbę fotonów, co pokazano na poniższym rysunku.

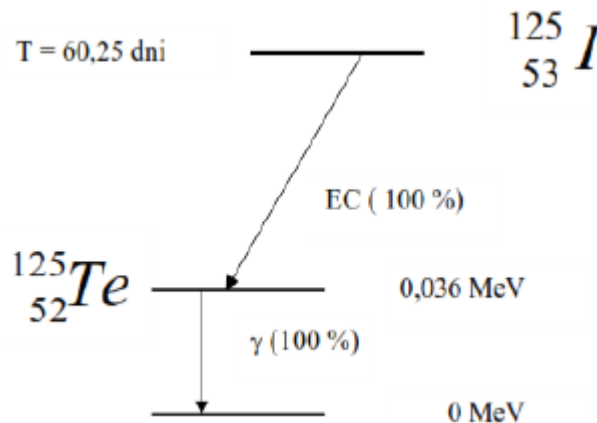
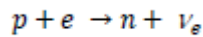


Rys. 11. Liczba cząstek β z przemian promieniotwórczych w funkcji energii cząstek

Przykładem rozpadu β^+ jest poniższa reakcja:



Jak wcześniej wspomniano, dla takiego rozpadu niezbędną rzeczą jest posiadanie przez jądro wzbudzenia o energii równej co najmniej 1,02 MeV. Może się jednak zdarzyć, że jądro ma nadmiarowy proton, ale energia wzbudzenia jest niższa. Wówczas możliwością staje się rozpad na drodze wychwytu elektronu. W procesie tym jądro wychwytuje elektron z atomowej powłoki *K* lub wyższej, dzięki czemu następuje neutralizacja ładunku protonu i zachodzi reakcja:

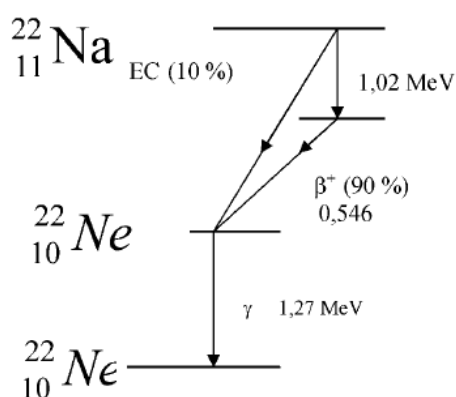
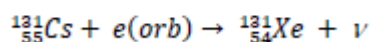
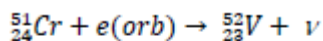


Rys. 12. Schemat rozpadu *I*

Po wychwycie elektronu obojętny elektrycznie atom staje się jonem wzbudzonym, w wyniku czego emitowane zostają promienie *X* lub elektrony *Augera*. Przejścia zachodzące z emisją

elektronu *Augera* są stosowane w medycynie nuklearnej, ponieważ energia produkowanego promieniowania X jest niemal idealną dla celów tej gałęzi medycyny.

Przykładem jądra, które rozpada się wyłącznie na drodze wychwytu elektronu jest który przechodzi we wzburzone jądro. Energia wzburzenia jest tracona na emisję kwantu γ o energii 0,036 MeV. Innymi przykładami reakcji z wychwytem elektronu mogą być:



Rys. 13. Schemat rozpadu ${}^{22}\text{Na}$

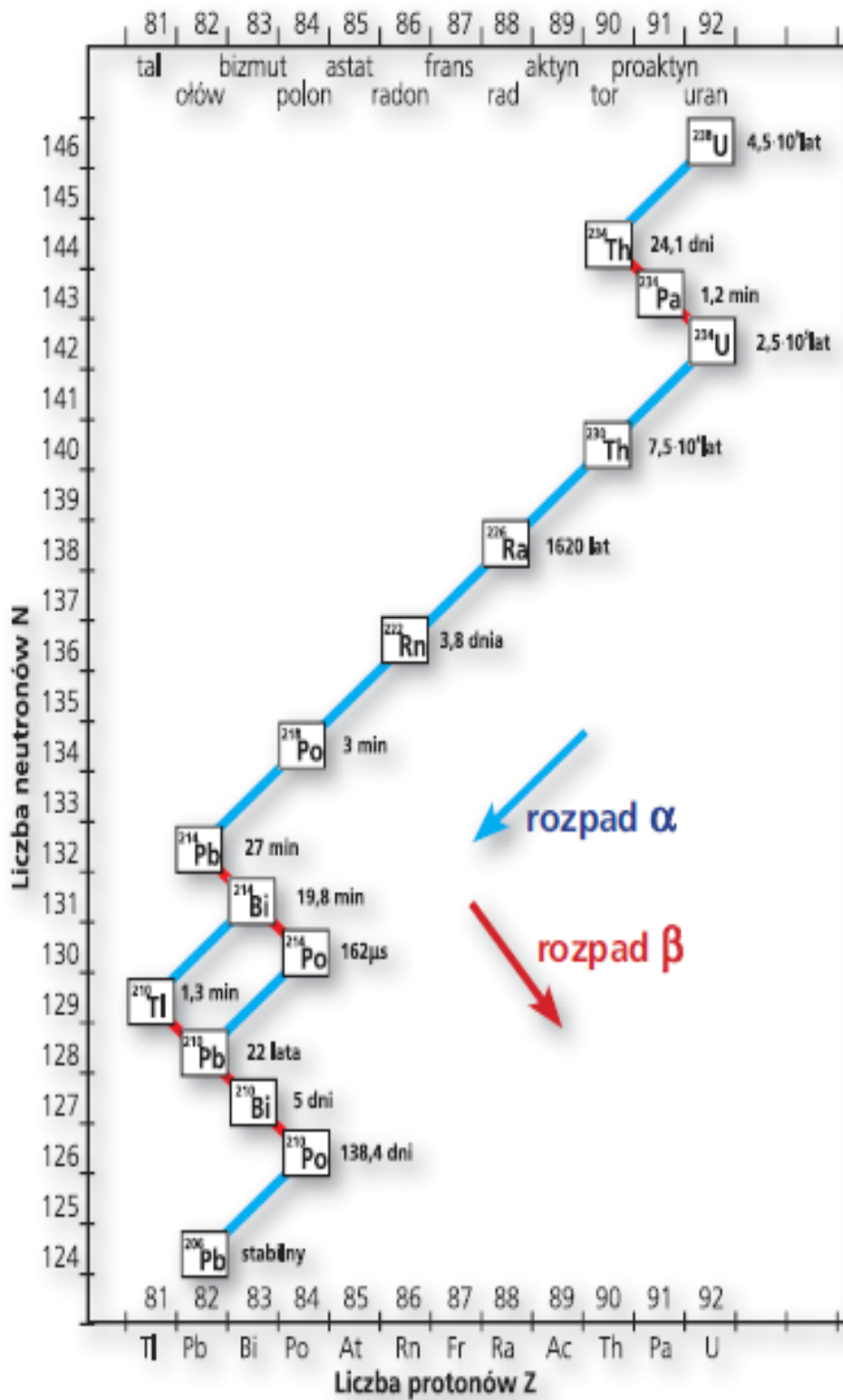
Natomiast w przypadku izotopu ${}^{22}\text{Na}$ tylko 10% przejść zachodzi przez wychwyt elektronu, 90% zaś związane jest z rozpadem: w pierw jądro traci 1,02 MeV na wyprodukowanie pary *elektron-pozyton*, a dopiero następnie następuje emisja pozytonu o maksymalnej energii 0,91 MeV. W obu rozpatrywanych przypadkach tworzy się wzburzone jądro ${}^{22}\text{Ne}$. Utrata wzburzenia następuje w drodze emisji kwantu γ o energii 1,27 MeV.

Promieniowanie beta i alfa zarejestrowane były po raz pierwszy przez Becquerela, który opisał swoje wyniki w serii publikacji w latach 1896–1897. Oba rodzaje promieniowania badał następnie Rutherford i w roku 1899 opisał ich różny charakter. Promieniowanie beta powstaje podczas rozpadu β . W zależności od rodzaju tego rozpadu, jest ono strumieniem elektronów (z rozpadu β^-) lub pozytonów (z rozpadu β^+) poruszających się z prędkością porównywalną z prędkością światła w próżni. Promieniowanie to jest silnie pochłaniane przez materię.

Inne przykłady przemiany jądrowej, w której następuje emisja promieniowania β :

1. Rozpad aktynu: $^{227}_{89}\text{Ac} \rightarrow ^{227}_{90}\text{Th} + e^{-} + \nu_e$

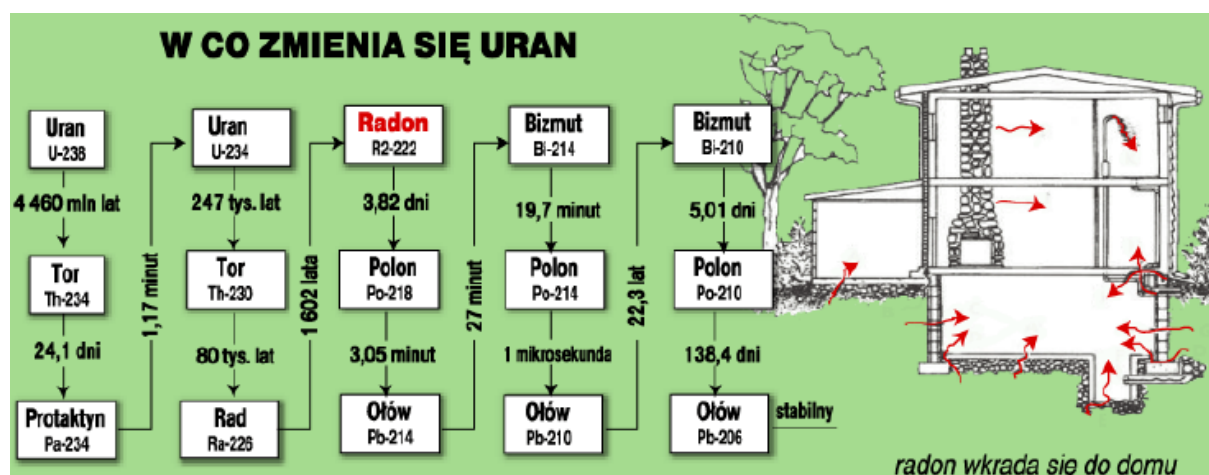
2. Szereg promieniotwórczy izotopu ^{238}U



Rys. 14. Szereg promieniotwórczy izotopu ^{238}U .

Ponadto, jak widać na powyższym rysunku, szereg promieniotwórczy stanowi łańcuch nuklidów promieniotwórczych powstających w wyniku kolejnych rozpadów promieniotwórczych. Kolejne produkty rozpadów promieniotwórczych tworzą szereg, który kończy się izotopem trwałym. Występujące w naturze szeregi rozpoczynają się izotopem promieniotwórczym o długim okresie półtrwania. W szeregu promieniotwórczym izotopu ^{238}U warto zauważyć, że izotop ^{214}Bi może rozpadać się na dwa sposoby i nigdy nie wiemy, który zostanie wybrany. Jedyne, co wiemy, to względne prawdopodobieństwo „drogi” danego rozpadu. Nie wiemy, dlaczego natura postanowiła działać w taki statystyczny sposób.

Poniżej przedstawiono kilka informacji dotyczących Radonu $^{222}_{86}\text{Rn}$, w szeregu rozpadu promieniotwórczego uranu ^{238}U



Rys. 15. Rozpad Radonu $^{222}_{86}\text{Rn}$, w szeregu rozpadu promieniotwórczego uranu ^{238}U

Radon, symbol $^{222}_{86}\text{Rn}$, to bezbarwny i bezwonny gaz, główne źródło promieniowania jonizującego na Ziemi, który wraz z jego izotopami ^{220}Rn i ^{219}Rn oraz produktami jego rozpadu są źródłem 40% promieniowania jonizującego, na jakie jesteśmy narażeni.

Aktywność radonu w naszym otoczeniu
(mierzona w Bq/m³)

Miejsce pomiaru	Aktywność
powietrze przy gruncie	10
wietrzony pokój	40
pokój zamknięty	80
piwnica	400
pieczara	10000

W przyrodzie istnieją trzy szeregi promieniotwórcze: **uranowo-radowy**, **torowy** i **uranowo-aktynowy**. Istnieje jeszcze szereg neptunowy, lecz jego nuklidy promieniotwórcze mają krótki okres rozpadu, przez co w przyrodzie występują jedynie w znikomych ilościach,

powstając w wyniku przemian jądrowych wywołanych promieniowaniem zewnętrznym. Przemiany jądrowe zachodzące w szeregach to głównie przemiany typu alfa α i beta β^- .

2.2.1. Przynależność nuklidów do szeregów promieniotwórczych

O tym, do którego szeregu należy dany nuklid decyduje jego liczba masowa A . W rozpadzie promieniotwórczym liczba masowa zmienia się o 4 poprzez emisję cząstki α ; można to przedstawić wzorem:

$$A = 4n + m,$$

gdzie:

- n – liczba całkowita,
- m – przyjmuje wartości 0, 1, 2, 3.

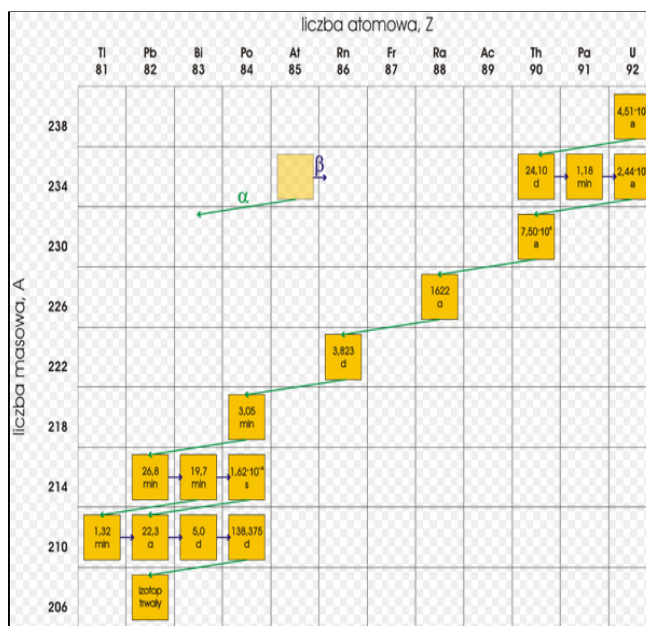
W ten sposób otrzymuje się 4 szeregi promieniotwórcze:

- występujące naturalnie w przyrodzie:
 - ($m = 2$) **uranowo-radowy** – $^{238}\text{U} \rightarrow ^{206}\text{Pb}$
 - ($m = 3$) **uranowo-aktynowy** – $^{235}\text{U} \rightarrow ^{207}\text{Pb}$
 - ($m = 0$) **torowy** – $^{232}\text{Th} \rightarrow ^{208}\text{Pb}$
- sztuczny
 - ($m = 1$) **neptunowy** – $^{237}\text{Np} \rightarrow ^{209}\text{Bi}$

2.2.1.1. Szereg promieniotwórczy uranowo-radowy

Szereg rozpoczyna się izotopem uranu ^{238}U o okresie półtrwania wynoszącym 4,5 miliarda lat, a kończy na stabilnym ołowiu ^{206}Pb . Szereg opisuje wzór $4n + 2$ i należy do niego 16 nuklidów, między innymi: ^{238}U , ^{234}U , ^{226}Ra , ^{222}Rn , ^{210}Po , ^{206}Pb .

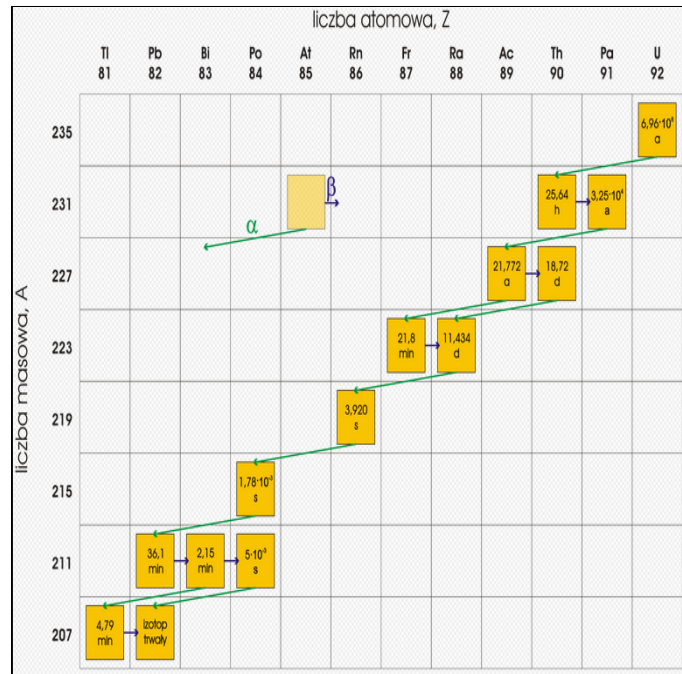
Nuklid	Typ rozpadu	Czas połowicznego rozpadu	Uwolniona energia, MeV	Produkt rozpadu
U 238	α	$4,51 \times 10^9$ lat	4,270	Th 234
Th 234	β^-	24,10 d	0,273	Pa 234
Pa 234	β^-	1,18 min	2,197	U 234
U 234	α	$2,44 \times 10^5$ lat	4,859	Th 230
Th 230	α	$7,50 \times 10^4$ lat	4,770	Ra 226
Ra 226	α	1599 lat	4,871	Rn 222
Rn 222	α	3,823 d	5,590	Po 218
Po 218	α	3,05 min	6,88	Pb 214
Pb 214	β^-	26,8 min	1,024	Bi 214
Bi 214	β^- 99,98% α 0,02%	19,7 min	3,272 5,617	Po 214 Tl 210
Po 214	α	0,162 ms	7,883	Pb 210
Tl 210	β^-	1,32 min	5,484	Pb 210
Pb 210	β^-	22,3 lat	0,064	Bi 210
Bi 210	β^- 99,99987% α 0,00013%	5,0 d	1,426 5,982	Po 210 Tl 206
Po 210	α	138,375 d	5,407	Pb 206
Pb 206	–	trwały	–	–



2.2.1.2. Szereg promieniotwórczy uranowo-aktywny

Szereg rozpoczyna się izotopem uranu ^{235}U o okresie półtrwania wynoszącym 700 milionów lat a kończy na stabilnym ołowiu ^{207}Pb . Szereg opisuje wzór $4n + 3$ i należy do niego 14 nuklidów, między innymi: ^{235}U , ^{231}Pa , ^{223}Ra

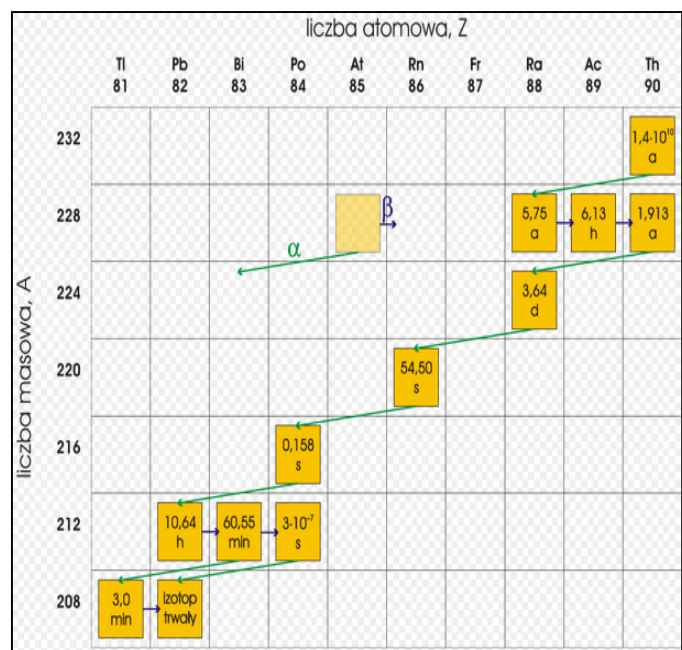
Nuklid	Typ rozpadu	Czas połowicznego rozpadu	Uwolniona energia, MeV	Produkt rozpadu
U 235	α	$6,96 \times 10^8$ lat	4,678	Th 231
Th 231	β^-	25,64 h	0,391	Pa 231
Pa 231	α	32760 lat	5,150	Ac 227
Ac 227	β^- 98,62% α 1,38%	21,772 lata	0,045 5,042	Th 227 Fr 223
Th 227	α	18,72 d	6,147	Ra 223
Fr 223	β^-	21,8 min	1,149	Ra 223
Ra 223	α	11,434 d	5,979	Rn 219
Rn 219	α	3,920 s	6,946	Po 215
Po 215	α 99,99977% β^- 0,00023%	1,78 ms	7,527 0,715	Pb 211 At 215
Pb 211	β^-	36,1 min	1,367	Bi 211
Bi 211	α 99,724% β^- 0,276%	2,15 min	6,751 0,575	Tl 207 Po 211
Po 211	α	510 ms	7,595	Pb 207
Tl 207	β^-	4,79 min	1,418	Pb 207
Pb 207	-	trwały	-	-



2.2.1.3. Szereg torowy

Szereg rozpoczyna się izotopem toru ^{232}Th o okresie półtrwania wynoszącym 14 miliardów lat, a kończy stabilnym ołowiem ^{208}Pb . Szereg jest opisany wzorem $4n + 0$, należy do niego 12 nuklidów, między innymi: ^{232}Th , ^{228}Th , ^{228}Ra , ^{220}Rn .

Nuklid	Typ rozpadu	Czas połowicznego rozpadu	Uwolniona energia, MeV	Produkt rozpadu
Th 232	α	$1,405 \times 10^{10}$ lat	4,081	Ra 228
Ra 228	β^-	5,75 lat	0,046	Ac 228
Ac 228	β^-	6,13 h	2,124	Th 228
Th 228	α	1,913 lat	5,520	Ra 224
Ra 224	α	3,64 d	5,789	Rn 220
Rn 220	α	54,5 s	6,404	Po 216
Po 216	α	0,158 s	6,906	Pb 212
Pb 212	β^-	10,64 h	0,570	Bi 212
Bi 212	β^- 64,06% α 35,94%	60,55 min	2,252 6,208	Po 212 Tl 208
Po 212	α	3×10^{-7} s	8,955	Pb 208
Tl 208	β^-	3,0 min	4,999	Pb 208
Pb 208	-	trwały	-	-



2.2.2. Krótka charakterystyka rozpadu β :

- ▶ **Lekkie i szybkie** ($v \approx c$) elektrony/pozytony e^\pm :
 - ▶ mniejsze prawdopodobieństwo oddziaływania z materią niż dla cząstek α
 - ▶ mniej par jonów pochodzących z jonizacji
 - ▶ mniejsza część energii tracona na swojej drodze
- ▶ **Zasięg** to 5 – 500 cm w powietrzu i 5 – 15 mm w tkance.
- ▶ W przeciętnej komórce powstaje około 500 par jonów na skutek jonizacji przez promieniowanie β .
- ▶ **Rekombinacja** - cząstki zjonizowane ponownie przyłączają elektrony. Występuje znacznie częściej na śladzie cząstki α niż β .
- ▶ Powrót do stanu sprzed jonizacji następuje o ile substancja nie została uszkodzona w sposób trwały co zwykle zachodzi dla organizmów żywych.

2.3. Promieniowanie gamma

Promieniowanie gamma jest zjawiskiem towarzyszącym rozpadom jąder promieniotwórczych, które prowadzą do przekształcenia się jąder wzbudzonego danego pierwiastka w jądra innych pierwiastków. W najczęściej spotykanych wypadkach emisja promieniowania gamma, towarzyszącego rozpadom α lub γ , jest emisją natychmiastową. Może się jednak zdarzyć, że jądro wzbudzone może pozostawać w takim stanie przez stosunkowo długi okres. Stan taki nazywamy **metastabilnym** lub **izomerycznym**. Typowym przykładem jest tu szeroko stosowany w medycynie nuklearnej izotop ^{99m}Tc (litera m oznacza właśnie stan metastabilny tego izotopu technetu), którego czas życia wynosi 6,1 godziny. W wyniku deekscytacji emitowany jest kwant gamma, a samo przejście, podczas którego zmienia się tylko stan energetyczny izotopu nazywamy przejściem izomerycznym. Zjawisko promieniowania gamma zachodzi wtedy, gdy wzbudzone jądro po rozpadzie (głównie beta lub alfa) nie osiąga stanu podstawowego. Istniejący nadmiar energii może być wyemitowany w postaci promieniowania elektromagnetycznego (gamma). W niektórych przypadkach jądro osiąga stan podstawowy poprzez kolejne pośrednie energetyczne stany kwantowe. W takim przypadku każdemu rozpadowi może towarzyszyć emisja kilku fotonów gamma, o energiach równych różnicom energii poszczególnych stanów danego jądra.

Promieniowanie gamma stanowi wysokoenergetyczną formę promieniowania elektromagnetycznego. W wielu publikacjach rozróżnienie promieniowania gamma oraz

promieniowania X (rentgenowskiego) opiera się na ich źródłach, a nie na długości fali. Promieniowanie gamma wytwarzane jest w wyniku przemian jądrowych albo zderzeń jąder lub cząstek subatomowych, a promieniowanie rentgenowskie – w wyniku zderzeń elektronów z elektronami powłok wewnętrznych lub ich rozpraszaniu w polu jąder atomu.

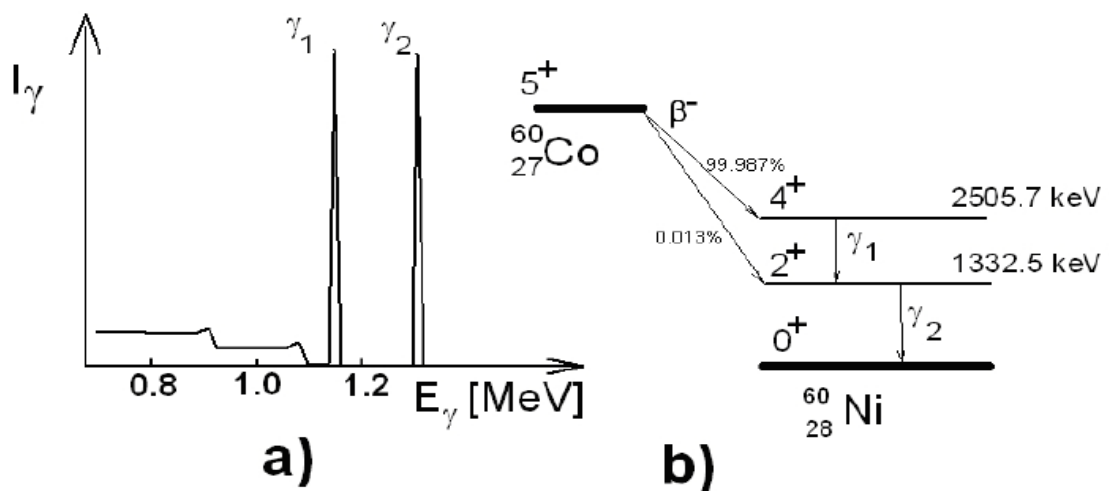
Promieniowanie gamma charakteryzuje się znaczną przenikliwością, oddziałuje jednak z materią i jest przez nią stopniowo absorbowane. Oddziaływanie to zachodzi na drodze procesów: zjawiska fotoelektrycznego, zjawiska Comptona i kreacji par.

2.3.1. Źródła promieniowania gamma:

1.3.1.1. Reakcja jądrowa

W reakcji jądrowej, jądra atomowe izotopów promieniotwórczych po rozpadzie znajdują się w stanie wzbudzonym. Powrót do stanu podstawowego, o niższej energii, powoduje emisję fotonu gamma. Jądra o nadmiarze energii (mówimy o nich, że są wzbudzone) wysyłają energię w postaci promieniowania jonizującego, które może przybierać postać cząstek **alfa** (α), czyli jąder helu ${}^4\text{He}$, cząstek **beta** (β), czyli elektronów lub fotonów, **gamma** (γ). Proces samorzutnego wysyłania energii w postaci promieniowania jonizującego nazywamy **promieniotwórczością** (lub radioaktywnością), a **rozpadem promieniotwórczym** nazywamy spontaniczną przemianę jądra atomowego z emisją energii – w postaci cząstek i/lub fotonów.

Przykład przemiany gamma



Rys. 16. Widmo promieniowania emitowanego w rozpadzie z nuklidu ${}^{60}\text{Co}$, obserwowane w detektorze $\text{Ge}(\text{Li})$

W jądrach wszystkich atomów danego pierwiastka chemicznego znajduje się taka sama liczba protonów, możliwa jest natomiast różna liczba neutronów. Atomy z taką samą liczbą protonów, zawierające różne liczby neutronów nazywamy **izotopami**. Na przykład, wszystkie jądra atomów węgla mają 6 protonów, i chociaż większość z nich zawiera 6 neutronów, część z nich może mieć ich 7 lub 8. Dlatego też mówimy, że pierwiastek węgiel posiada następujące izotopy: ^{12}C , ^{13}C i ^{14}C , gdzie liczba poprzedzająca symbol pierwiastka chemicznego równa jest sumie liczb neutronów i protonów w jądrze. Z tych trzech izotopów jedynie ^{14}C jest promieniotwórczy.

2.3.1.2. Prawo rozpadu promieniotwórczego

Liczba jąder izotopu promieniotwórczego w funkcji czasu, wyraża się następującą zależnością:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad \text{gdzie:} \quad \lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$$

gdzie:

N – wartość oczekiwana liczby jąder w chwili t , N_0 - początkowa liczba jąder ($t = 0$), λ - stała rozpadu, $T_{1/2}$ - czas połowicznego rozpadu.

Zależność ta wynika z proporcjonalności częstości rozpadu jąder wzbudzonych do ich całkowitej liczby. Należy pamiętać, że zjawisko rozpadu jąder promieniotwórczych jest procesem stochastycznym, gdzie stała rozpadu λ określa prawdopodobieństwo rozpadu jądra w jednostce czasu.

Materiał promieniotwórczy to właśnie taki, w którym znajdują się jądra wysyłające promieniowanie jonizujące. Po pozbyciu się nadmiaru energii jądra atomów stają się na ogół trwałe (stabilne) i już dalej nie ulegają przemianom jądrowym (rozpadowi). Promieniotwórcze izotopy danego pierwiastka nazywamy radionuklidami (jądro atomu = nuklid). Obok około 90 naturalnych izotopów promieniotwórczych, stale obecnych w naszym środowisku, potrafimy wytwarzać wiele izotopów promieniotwórczych drogą wywołania reakcji jądrowych. Izotopy takie nazywamy sztucznymi. Nie jest rzeczą możliwą przewidzenie chwili, w której nastąpi rozpad pojedynczego jądra atomowego, gdyż proces ten ma charakter statystyczny. Można jedynie podać czas, w którym ulega przemianie średnio połowa jąder promieniotwórczych. Czas ten jest znany dla danego izotopu i nosi nazwę czasu

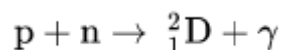
połowicznego rozpadu lub okresu półrozpadu (oznaczany symbolem $T_{1/2}$). Może on być niezwykle krótki - ułamek nanosekundy (jednej miliardowej części sekundy), ale może też wynosić miliony i miliardy lat. Np. izotop jodu ^{131}I , który często stosowany jest w medycynie, ma czas połowicznego rozpadu wynoszący 8,04 dnia, podczas gdy dla izotopu cezu ^{137}Cs , który łatwo możemy znaleźć w wypalonym paliwie jądrowym, okres ten wynosi 30,17 lat, a dla węgla ^{14}C , (używanego dla określania wieku znalezisk organicznych) aż 5730 lat.

2.3.1.3. Nukleosynteza

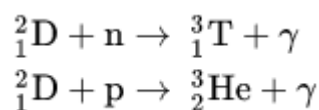
Jest to proces, w którym powstają nowe jądra atomowe w wyniku łączenia się nukleonów, czyli protonów i neutronów, lub istniejących już jąder atomowych i nukleonów. Dwa jądra atomowe zderzają się, tworząc nowe jądro w stanie wzbudzonym. Jego przejściu do stanu podstawowego może towarzyszyć emisja jednego lub wielu kwantów gamma. Obecny skład izotopowy Wszechświata jest głównie skutkiem naturalnej nukleosyntezy.

2.3.1.3.1. Nukleosynteza pierwotna

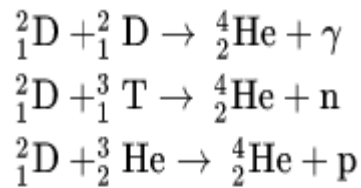
W ciągu kilku-kilkunastu minut po Wielkim Wybuchu powstał wodór (^1H), deuter (^2H), hel-3 (^3He), hel-4 (^4He) oraz małe ilości litu i berylu. Na początku ery radiacyjnej Wszechświat składał się z protonów, neutronów, elektronów, neutrin i fotonów. Pierwszym jądrem złożonym było jądro deuteru, czyli deuteron.



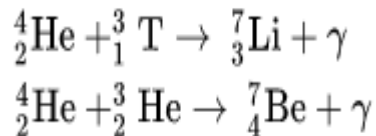
Ponieważ jest ono jądrem dość słabo związanym (energia wiązania $\sim 2,2$ MeV), mogło powstać dopiero wtedy, gdy średnia energia promieniowania tła spadła poniżej tej wartości, gdyż inaczej proces rozpadu jądra pod wpływem promieniowania przeważa nad procesem jego kreacji. Powstałe deuterony reagowały z protonami i neutronami tworząc jądra trytu i helu-3 (^3He).



Następnie powstałe nuklidy reagowały ze sobą tworząc jądra helu-4 (^4He).



Oprócz helu powstały też niewielkie ilości litu i berylu.



W procesie pierwotnej nukleosyntezy nie powstały cięższe nuklidy, gdyż brak stabilnych nuklidów o masach atomowych 5 i 8, mogących być pomostem ku wytworzeniu cięższych jąder. Dodatkowym faktem jest, że rozszerzanie się Wszechświata zahamowało pierwotną nukleosyntezę, gdyż spadek gęstości materii oznaczał coraz mniejsze prawdopodobieństwo zajścia reakcji jądrowych. Wyższe nuklidy powstały dopiero po zagęszczeniu się materii w postaci gwiazd.

2.3.1.3.2. Nukleosynteza gwiazdna

W gwiazdach ciągu głównego na diagramie *H-R* hel jest syntetyzowany z wodoru na dwa możliwe sposoby: w ciągu reakcji zwanych cyklem protonowym (mało masywne gwiazdy) lub też w cyklu węglowo-azotowo-tlenowym (bardziej masywne gwiazdy).

W olbrzymach i nadolbrzymach następuje „spalanie” helu i synteza węgla, a następnie tlenu, neonu i magnezu, w procesach z udziałem cząstek alfa (jąder helu-4 (${}^4\text{He}$)). Wyższe nuklidy, od krzemu aż do niklu, powstają w wyniku fuzji węgla, tlenu, neonu, magnezu i helu. Nuklidy o nieparzystych liczbach atomowych powstają w wyniku wychwytu neutronów lub protonów.

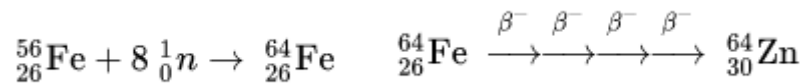
2.3.1.3.3. Nukleosynteza w supernowych

Podczas wybuchu supernowych powstają nuklidy cięższe od niklu, m.in. w procesie szybkiego wychwytu neutronów, który jest reakcją jądrową, polegającą na **wychwycie prędkich neutronów przez nuklidy**. Proces ów występuje w końcowym etapie życia masywnych gwiazd – podczas wybuchu supernowych i kilonowych, gdy podczas jednoczesnego wychwytu wielu neutronów powstają nuklidy cięższe od żelaza.

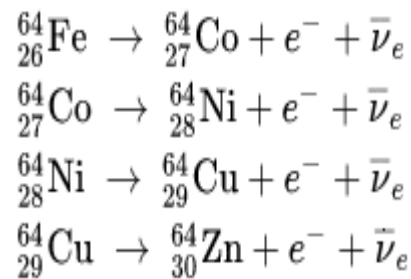
Nuklidem, od którego zaczyna się łańcuch reakcji jest jądro żelaza ^{56}Fe . Proces powstawania jąder o większej liczbie atomowej polega zazwyczaj na:

1. Szybkim wychwycie przez jądro wielu neutronów i powstaniu niestabilnego nuklidu bogatego w neutrony.
2. Serii spontanicznych rozpadów β^- prowadzących do powstania stabilnego nuklidu.

Przykładowy ciąg reakcji procesu.



czyli:



W procesie szybkiego wychwytu neutronów, jądro przyłącza kolejne neutrony aż do osiągnięcia stanu marginalnej stabilności, w którym energia wiązania kolejnego neutronu byłaby równa zero. Wówczas dopiero skala czasowa wychwytu neutronu zbliża się do skali czasowej rozpadu beta i jądro ulega rozpadowi, po czym przyłącza kolejne neutrony.

Proces wymaga zatem bardzo gęstych strumieni neutronów, rzędu 10^{22} neutronów na cm^2 na sekundę, oraz ogromnych temperatur, możliwych do uzyskania tylko podczas wybuchu supernowej (typ Ib/c oraz II). Powstają w ten sposób jądra o maksymalnej liczbie neutronów dla danej liczby masowej. Ciąg ten kończy się na jądrach z liczbą masową około 300, czyli superciężkich.

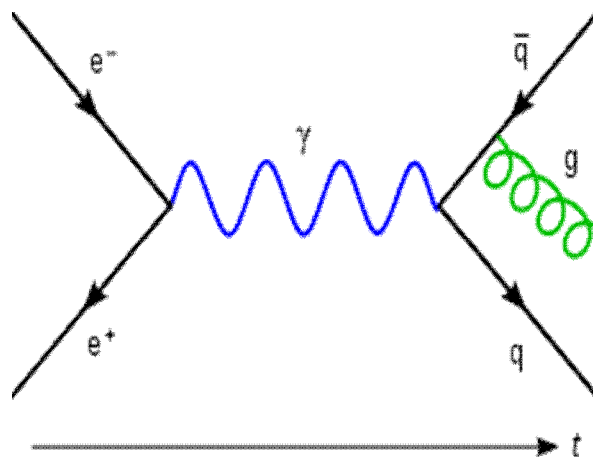
Proces szybkiego wychwytu neutronów został opisany w 1957 roku w pracy Margaret i Goeffreya Burbidge'ów oraz Williama Fowlera i Freda Hoyle'a, do wyjaśnienia obserwowanych we Wszechświecie obfitości pierwiastków ciężkich.

2.3.1.2.4. Spalacja

Wysokoenergetyczne promieniowanie kosmiczne (składające się głównie z protonów) powoduje kruszenie (spalację) jąder atomowych napotkanych obiektów, m.in. atomów w ziemskiej atmosferze. Promieniowanie kosmiczne jest odpowiedzialne za syntezę nuklidów litu, berylu i boru, które nie powstają podczas nukleosyntezy w gwiazdach, a także za powstawanie niektórych cięższych jąder (np. węgla ^{14}C).

2.3.1.2.5. Anihilacja

Anihilacja jest to proces prowadzący do całkowitej destrukcji materii posiadającej masę podczas zderzenia cząstki i antycząstki, np. elektronu i pozytonu, powodujący zniknięcie obu tych cząstek i emisję co najmniej dwóch fotonów gamma. W fizyce anihilacją nazywamy oddziaływanie cząstki z odpowiadającą jej antycząstką, podczas którego cząstka i antycząstka zostają zamienione na fotony gamma (zasada zachowania pędu nie dopuszcza możliwości powstania jednego fotonu – zawsze powstają co najmniej dwa) o sumarycznej energii równoważnej masom cząstki i antycząstki, zgodnie ze wzorem Einsteina: $E=mc^2$. Z punktu widzenia klasycznej elektrodynamiki jest to więc zamiana materii na promieniowanie elektromagnetyczne. Na poniższym rysunku przedstawiono Diagram Feynmana przedstawiający anihilację elektronu z pozytonem. Powstaje foton, który następnie produkuje parę *kwark-antykwarek*. Antykwarek emituje gluon.



Rys. 17. Diagram Feynmana

2.3.1.4. *Rozpady cząstek elementarnych*

Jest to proces, w który, fotony gamma mogą być produktami rozpadu wielu nietrwałych cząstek elementarnych, np. neutralny *pion* rozpada się najczęściej na dwa fotony. W rozpadzie jądrowym jądro atomowe rozszczepia się na mniejsze jądra. Jest to całkiem logiczne: grupa protonów i neutronów dzieli się na mniejsze grupki tych cząstek. Lecz rozpad cząstki elementarnej nie może oznaczać jej podziału na części składowe, gdyż cząstki "elementarne" - jak sama nazwa wskazuje - nie zawierają w sobie żadnych składników. Rozpad polega tutaj na przemianie **cząstki elementarnej** w inne cząstki elementarne. Jest to dość dziwny typ rozpadu - produkty końcowe nie są częściami składowymi cząstki wyjściowej, lecz całkowicie nowymi cząstkami.

2.3.1.4.1. *Rozpad protonu*

Jest to hipotetyczny nowy rodzaj rozpadu promieniotwórczego, w rezultacie którego swobodny proton rozpadałby się na lżejsze cząstki. W modelu standardowym fizyki cząstek elementarnych rozpad taki jest zabroniony, ponieważ łamie zasadę zachowania liczby barionowej. Możliwość takiego rozpadu przewidują niektóre rozszerzenia modelu standardowego, np. teorie wielkiej unifikacji. Eksperymentalnie nie udało się dotychczas jednoznacznie zaobserwować żadnych przypadków tego procesu. Rozpad wolnego protonu jest zjawiskiem innym od odwrotnego rozpadu beta, podczas którego to proton i antyneutrino zamieniają się w pozyton i neutron czy rozpadu beta plus podczas którego proton w jądrze atomowym rozpada się na neutron, pozyton i neutrino.

W modelu standardowym proton, jako najlżejszy barion, jest cząstką trwałą i nie może się spontanicznie rozpaść. Związane jest to z obowiązującą w tym modelu zasadą zachowania liczby barionowej. Wśród produktów rozpadu barionu musi znajdować się inny barion. Ponieważ jednak z zasady zachowania energii wynika, że suma mas produktów rozpadu cząstki musi być mniejsza od jej masy spoczynkowej, więc najlżejszy barion musi być trwały.

Na głębszym poziomie zachowanie liczby barionowej, więc i trwałość protonu, można objaśnić nieobecnością w modelu standardowym oddziaływań zamieniających kwarki z leptonami. Oddziaływania takie musiałyby być przenoszone przez bozony obdarzone jednocześnie ładunkiem kolorowym i ładunkiem elektrycznym. Jedynymi znanymi

obecnie przenoszącymi kolor bozonami są gluony, elektrycznie neutralne. Kwarki mogą być więc produkowane bądź anihilowane jedynie w parach z anty kwarkami. Oznacza to, że w każdym oddziaływaniu zachowywana jest różnica pomiędzy liczbą kwarków a liczbą anty kwarków. Bariony składają się z trzech kwarków, dlatego w stanie końcowym rozpadu barionu musi znaleźć się stan trój kwarkowy, czyli inny barion.

Rozpad protonu jest jednak przewidywany przez cały szereg modeli wykraczających poza model standardowy.

2.3.1.5. Promieniowanie hamowania i promieniowanie synchrotronowe

Promieniowanie hamowania stanowi promieniowanie elektromagnetyczne powstające podczas hamowania wysokoenergetycznych cząstek naładowanych (najczęściej elektrony) obdarzonych ładunkiem elektrycznym, poruszające się w silnym polu elektrycznym, np. jąder atomowych, lub polu magnetycznym mogą emitować fotony promieniowania gamma.

Promieniowanie to jest jedną z dróg utraty energii przez poruszającą się naładowaną cząstkę. Energia krytyczna, szczególnie istotna jest w przypadku wysokoenergetycznych elektronów oddziałujących z materią. Gdy energia elektronu jest większa od tzw. *energii krytycznej*, straty energii na promieniowanie hamowania są większe od strat na jonizację. Energia krytyczna zależy od rodzaju substancji ośrodka.

2.3.1.5.1. Cechy promieniowania hamowania

- Widmo promieniowania jest w przybliżeniu równomierne w całym zakresie częstotliwości.
- Zakres częstotliwości rozciąga się od 0 do częstotliwości maksymalnej

$$\nu_{max} = \frac{E_k}{h}$$

gdzie:

E_k – energia kinetyczna elektronów,

h – stała Plancka.

- Promieniowanie jest emitowane w wąskim stożku w kierunku ruchu elektronów. Im większa jest prędkość elektronów, tym mniejszy jest kąt rozwarcia stożka.
- Strata energii elektronów na jednostkę przebytej przez nie drogi słabo zależy od energii elektronów, gdy ich energia kinetyczna jest dużo mniejsza od energii spoczynkowej. Dla elektronów ultra relatywistycznych, gdy ich energia znacznie przewyższa spoczynkową

$$E \gg m_e c^2$$

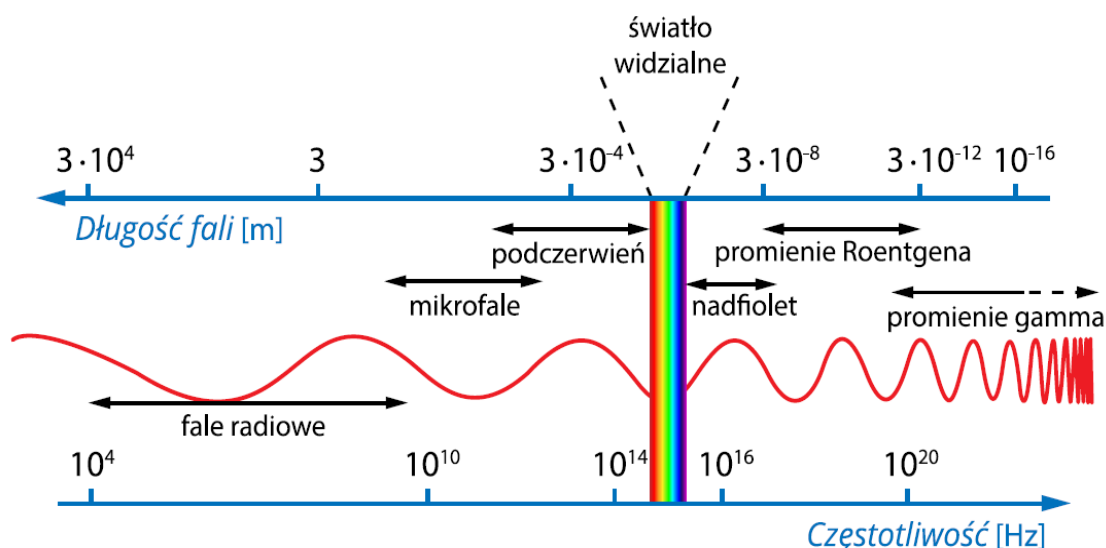
straty są proporcjonalne do energii (m_e jest masą elektronu a c – prędkością światła w próżni). Dzieje się to dla energii dużo większych od krytycznej. Dla energii elektronów poniżej 2 MeV straty energii na promieniowanie stanowią mniej niż 1% wszystkich strat w typowych materiałach jak: woda, powietrze, substancje organiczne.

2.3.1.5.2. Promieniowanie rentgenowskie

Jeżeli elektrony podczas procesu hamowania mają dostatecznie dużą energię, mogą emitować również promieniowanie rentgenowskie. Jest to najprostszy sposób wytwarzania promieniowania rentgenowskiego. Promieniowanie rentgenowskie (promieniowanie *RTG*, promieniowanie *X*, promienie *X*, promieniowanie *Roentgena*) – to rodzaj promieniowania elektromagnetycznego, które jest generowane podczas wyhamowywania elektronów.

W praktyce często mówi się o twardym i miękkim promieniowaniu rentgenowskim: twarde promieniowanie rentgenowskie (wysokoenergetyczne) ma długość fali od 0,01 do 0,1 nm. Warto zauważyć, że promieniowanie o takim zakresie długości fal można też zaliczyć do promieniowania gamma, ale odróżniamy te dwa zakresy promieniowania na podstawie ich źródła.

Promieniowanie gamma emitowane jest przez jądra atomowe, natomiast promieniowanie rentgenowskie w zderzeniach elektronów z atomami, miękkie promieniowanie rentgenowskie (o mniejszej energii) ma długość fali od 0,1 do 10 nm. W widmie fal elektromagnetycznych promieniowanie rentgenowskie znajduje się za nadfioletem, pokrywając się z zakresem promieniowania gamma, co pokazano na poniższym rysunku.



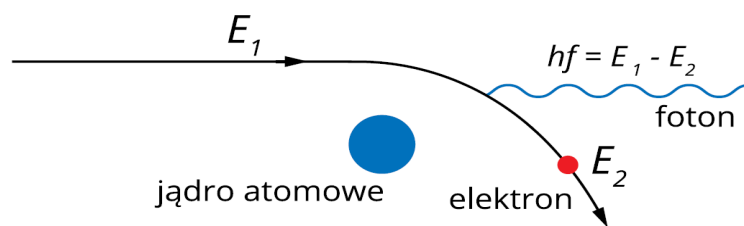
Rys. 18. Położenie promieniowania *Roentgena* w widmie fal elektromagnetycznych.

Zjawisko emisji promieniowania rentgenowskiego może być groźne, ponieważ jest ono bardziej przenikliwe niż promieniowanie beta. Dlatego w ramach ochrony przed promieniowaniem β powinno się uwzględnić nie tylko osłonę przed samymi elektronami, lecz również wziąć pod uwagę promieniowanie X poprzez zmniejszenie energii elektronów lub osłony radiacyjne dla promieniowania rentgenowskiego.

Rozróżnia się je na podstawie źródła promieniowania: promieniowanie gamma emitowane jest przez jądra atomowe, a promieniowanie rentgenowskie w zderzeniach wysokoenergetycznych elektronów z atomami. Rozróżniamy dwa mechanizmy emisji promieniowania rentgenowskiego.

2.3.1.5.2.1. Mechanizm związany ze zjawiskiem emisji fali elektromagnetycznej przez naładowaną cząstkę poruszającą się z przyspieszeniem.

Gdy elektron o dużej energii kinetycznej porusza się w materii, jest hamowany przez pole elektryczne jąder atomowych. Gwałtownej zmianie energii kinetycznej elektronów towarzyszy emisja fotonów promieniowania rentgenowskiego, które unoszą energię kinetyczną straconą przez elektrony. Promieniowanie to nazywamy promieniowaniem hamowania, co pokazano na poniższym rysunku.



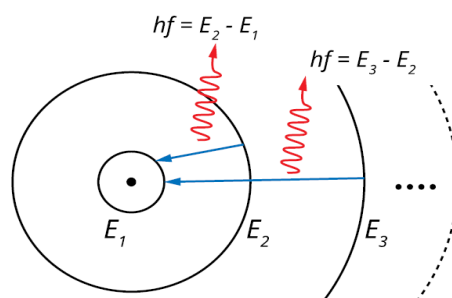
Rys. 19. Powstawanie promieniowania hamowania. Energię utraconą przez elektron, $E_1 - E_2$, unosi powstały foton o częstotliwości f .

Elektrony wpadające do anody, tracą stopniowo energię kinetyczną w kolejnych zderzeniach z atomami, wypromieniowując fotony o różnych, przypadkowych energiach. Widmo promieniowania hamowania jest więc **widmem ciągłym** – energie fotonów przybierają wszystkie wartości z zakresu nie przekraczającego pewnej maksymalnej wartości. Foton o maksymalnej energii emitowany jest wtedy, gdy elektron straci całą energię w jednym procesie zderzenia.

W zjawisku tym mamy do czynienia z kreacją fotonu, odwrotnie niż w zjawisku fotoelektrycznym, w którym foton promieniowania rentgenowskiego, zderzający się z atomem, znika, a swoją energię przekazuje elektronowi z głębokiej powłoki elektronowej, który zostaje wyrzucony z atomu z dużą energią kinetyczną.

2.3.1.5.2.2. Mechanizm emisji promieniowania rentgenowskiego związany z jonizacją i wzbudzeniem atomów przez elektrony

Rozpędzone elektrony, poruszające się w materii, mogą wybijać elektrony z głębszych powłok elektronowych atomów. Na wolne miejsca przeskakują elektrony z wyższych powłok, czemu towarzyszy emisja fotonów o energii dokładnie równej różnicy między energiami poziomów energetycznych atomu, co pokazano na poniższym rysunku.

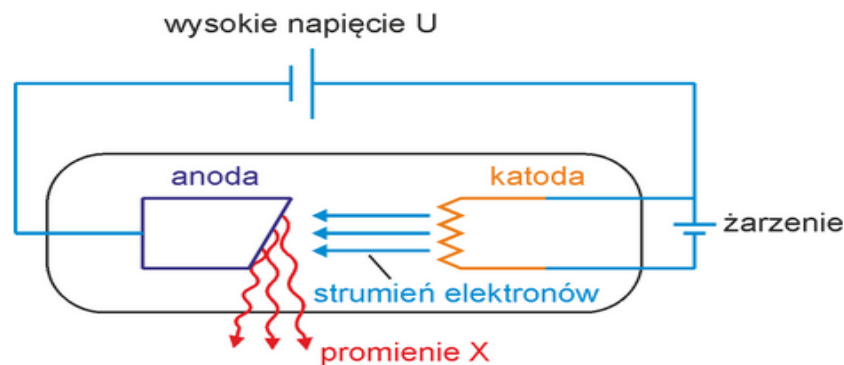


Rys. 20. Rysunek przedstawia najbliższe jądra powłoki elektronowe w dużym atomie. Przeskok elektronu z wyższej powłoki na niższą skutkuje emisją fotonu promieniowania rentgenowskiego o energii równej różnicy między energiami elektronu na początkowej i końcowej powłoce.

Energie tak emitowanych fotonów leżą w zakresie promieniowania rentgenowskiego. Jest to widmo liniowe, charakterystyczne dla atomów, wchodzących w skład danej substancji. Emisję tego promieniowania nazywamy fluorescencją rentgenowską.

Luki po wybitych elektronach na dolnych powłokach elektronowych pozostają puste do czasu, aż zapełnią je elektrony z wyższej powłoki. Elektron przechodząc z wyższego stanu emituje kwant promieniowania rentgenowskiego – następuje emisja charakterystycznego promieniowania X.

Promieniowanie rentgenowskie uzyskuje się w praktyce, np. w lampie rentgenowskiej, pokazanej na poniższym rysunku.



Rys. 21. Schemat lampy rentgenowskiej

Do elektrod przyłożone jest napięcie rzędu kilkudziesięciu kilowoltów. Dodatkowo katoda wchodzi w skład drugiego obwodu, zwanego obwodem żarzenia. Prąd o dużym napięciu, generowany przez obwód żarzenia, rozgrzewa katodę do bardzo wysokiej temperatury. Energia drgań termicznych atomów katody jest tak duża, że swobodne elektrony (z pasma przewodnictwa) opuszczają katodę, która staje się źródłem elektronów (zjawisko termoemisji). Wyemitowane elektrony są przyspieszane w polu elektrycznym, zyskując energię kinetyczną równą pracy pola elektrycznego:

$$E = \frac{mv^2}{2} = eU$$

gdzie:

U – napięcie między elektrodami

$$m = 9.11 \cdot 10^{-31} \text{ g (masa elektronu)}$$

$$e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C (ładunek elektronu)}$$

Następnie, poprzez wyhamowywanie rozpędzonych elektronów na materiale z którego zbudowana jest anoda, o dużej (powyżej 20) liczbie atomowej, skutkuje emisją promieniowania charakterystyce ciągłej, na której widoczne są również piki pochodzące od promieniowania charakterystycznego anody. W anodzie elektrony są hamowane aż do ich całkowitego zatrzymania.

Promienie rentgenowskie wychodzą z lampy na zewnątrz przez okienka berylowe znajdujące się w obudowie lampy. Lampa wymaga chłodzenia, ponieważ znaczna część energii kinetycznej elektronów uderzających w anodę jest zamieniana w ciepło. Najistotniejszymi parametrami charakteryzującymi lampy rentgenowskie są:

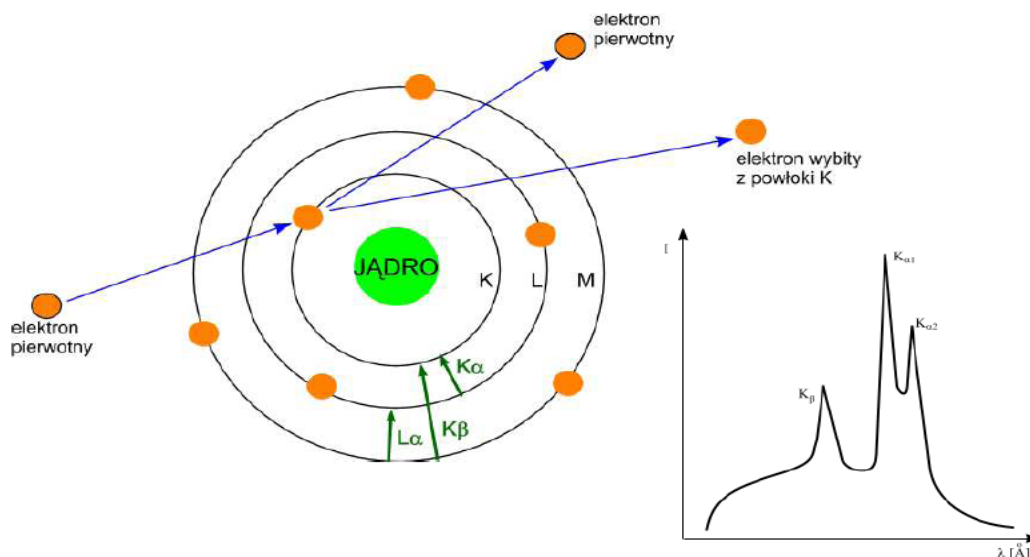
- ognisko anody – część powierzchni anody, na którą pada strumień elektronów emitowanych z katody.
- ognisko efektywne – przekrój wiązki promieni opuszczających anodę w płaszczyźnie prostopadłej do jej biegu.
- moc lampy ($P = U \cdot I$; gdzie U – napięcie, I – natężenie)
- jasność lampy – ilość fotonów emitowanych z danej powierzchni anody.

Zgodnie z fizyką klasyczną, w wyniku tego hamowania powinna nastąpić emisja promieniowania elektromagnetycznego o widmie ciągłym, ponieważ ładunek doznaje opóźnienia.

2.3.1.5.2.3. Widmo promieniowania lampy rentgenowskiej

Widmo promieniowania to zależność natężenia promieniowania I od długości fali λ . Składa się z:

- widma ciągłego (białego, polichromatycznego) obejmującego fale o różnej długości;
- widma charakterystycznego (liniowego) – o ściśle określonych długościach fali, zależnych od materiału anody, co pokazano na poniższym rysunku.



Rys. 22. Rozkład natężenia promieniowania ciągłego i charakterystycznego.

Dla małych wartości przyłożonego napięcia między katodą a anodą obserwujemy tylko widmo ciągłe. Gdy różnica potencjałów jest większa od potencjału wzbudzenia pierwiastka z którego wykonano anodę na widmie pojawiają się linie widma charakterystycznego.

Najbardziej charakterystycznymi cechami obserwowanych rozkładów widmowych promieniowania X są:

- Charakterystyczne linie widmowe, to jest maksima natężenia promieniowania, występujące dla ściśle określonych długości fal. Zaobserwowano, że *widmo liniowe* zależy od materiału (pierwiastka) anody, co pokazano w poniższej tabelce:

Anoda	K_{β} [Å]	$K_{\alpha 1}$ [Å]	$K_{\alpha 2}$ [Å]	Filtr	K_{α} śr. [Å]
Mo	0,63225	0,70926	0,71354	Cu	0,71069
Cu	1,39217	1,54051	1,54433	Ni	1,54178
Co	1,62075	1,78892	1,79278	Fe	1,79021
Fe	1,75653	1,93597	1,93991	Cr	1,93597

- Istnienie dobrze określonej minimalnej długości fali λ_{min} widma ciągłego.
- Stwierdzono, że wartość λ_{min} zależy jedynie od napięcia U i jest taka sama dla wszystkich materiałów, z jakich wykonana jest anoda.

2.3.1.5.2.3.1. Widmo ciągłe promieniowania rentgenowskiego

Widmo ciągłe jest wynikiem gwałtownego hamowania elektronów w materiale anody. Elektrony mogą zderzać się z materiałem anody w różny sposób i w zależności od rodzaju zderzenia tracą różne ilości energii. Zazwyczaj rozprzeczony elektron oddaje energię E w kilku zderzeniach, wysyłając w każdym zderzeniu foton promieniowania rentgenowskiego, w wyniku czego powstaje widmo ciągłe jako zbiór fal o różnej długości.

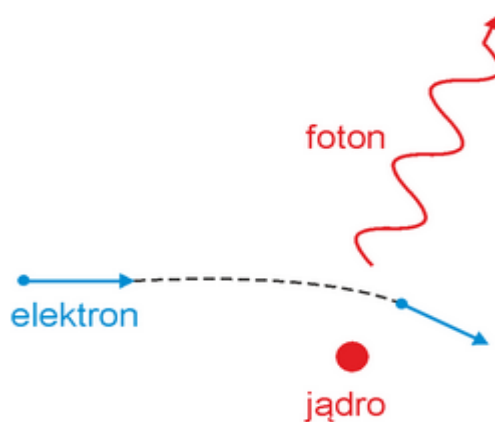
$$E = h\nu$$

gdzie: h – stała Plancka, ν – częstość drgań

W przypadku pojedynczego zderzenia elektron traci całą swoją energię na wypromieniowanie jednego fotonu, emitując falę promieniowania rentgenowskiego o maksymalnej częstości, a więc o minimalnej długości λ_{min} . Odpowiada to krótkofalowej granicy widma.

Istnienie krótkofalowej granicy widma ciągłego promieniowania X nie może być wyjaśnione przez klasyczną teorię elektromagnetyzmu, bo nie istnieją żadne powody, aby z anody nie mogły być wysłane fale o długości mniejszej od jakiejś wartości granicznej.

Jeżeli jednak potraktujemy promieniowanie rentgenowskie jako strumień fotonów to wyjaśnienie obserwowanego zjawiska jest proste. Elektron o początkowej energii kinetycznej E_k (uzyskanej dzięki przyspieszeniu napięciem U) w wyniku oddziaływania z ciężkim jądrem atomu tarczy (anody) jest hamowany i energia jaką traci pojawia się w formie kwantów, co pokazano na poniższym rysunku.



Rys. 23. Oddziaływanie elektronu z atomem tarczy zmienia jego energię kinetyczną

Energia powstającego fotonu jest dana wzorem:

$$h\nu = E_k - E'_k$$

gdzie E'_k jest energią elektronu po zderzeniu. Elektron w trakcie zderzenia przekazuje jądra pewną energię jednak ze względu na to, że jądra tarczy są bardzo ciężkie (w porównaniu do elektronu) możemy ją zaniedbać. Długość fali fotonu można obliczyć z relacji:

$$h \frac{c}{\lambda} = E_k - E'_k$$

W wyniku zderzeń elektrony tracą różne ilości energii (typowo elektron zostaje zatrzymany w wyniku wielu zderzeń z jądrami tarczy) otrzymujemy więc szereg fotonów o różnych energiach (różnych λ). Wobec tego promieniowanie rentgenowskie wytwarzane przez wiele elektronów będzie miało *widmo ciągłe*. Powstaje wiele fotonów o długościach od λ_{min} do $\lambda \rightarrow \infty$, co odpowiada różnym energiom traconym w zderzeniach. Foton o najmniejszej długości fali λ_{min} (zarazem maksymalnej energii) będzie emitowany wtedy gdy elektron straci całą energię w jednym procesie zderzenia. Oznacza to, że po tym zderzeniu $E'_k = 0$ więc:

$$h \frac{c}{\lambda_{min}} = E_k$$

Ponieważ energia kinetyczna elektronu jest równa eU (elektron przyspieszony napięciem U) więc otrzymujemy związek:

$$h \frac{c}{\lambda_{min}} = eU$$

skąd:

$$\lambda_{min} = \frac{hc}{eU}$$

$$\lambda_{min} = 1239,6/U \quad [\text{pm}]$$

gdzie U wyrażone jest w kilowoltach

Tak więc minimalna długość fali o długości λ_{min} , odpowiadająca całkowitej zamianie energii kinetycznej elektronów na promieniowanie, zależy jedynie od napięcia U , a nie zależy np. od materiału z jakiego zrobiono tarczę. Podobnie na gruncie fizyki kwantowej można wyjaśnić powstawanie widma liniowego (charakterystycznego). Elektron z wiązki padającej przelatując przez atom anody może wybić elektrony z różnych powłok atomowych. Na opróżnione miejsce (po wybitym elektronie) może przejść elektron z wyższych powłok. Towarzyszy temu emisja fotonu o ściśle określonej energii równej różnicy energii elektronu w stanie początkowym (przed przeskokiem) i stanie końcowym (po przeskoku). Z kolei powstało miejsce wolne tzw. dziura po elektronie, który przeskoczył na niższą powłokę. Miejsce to może być zapełnione przez kolejny elektron z wyższej powłoki itd. Zazwyczaj proces powrotu atomu do stanu podstawowego składa się więc z kilku kroków, przy czym każdemu towarzyszy emisja fotonu. W ten sposób powstaje widmo liniowe. Częstotliwość (długość fali) promieniowania charakterystycznego możemy obliczyć korzystając ze wzoru:

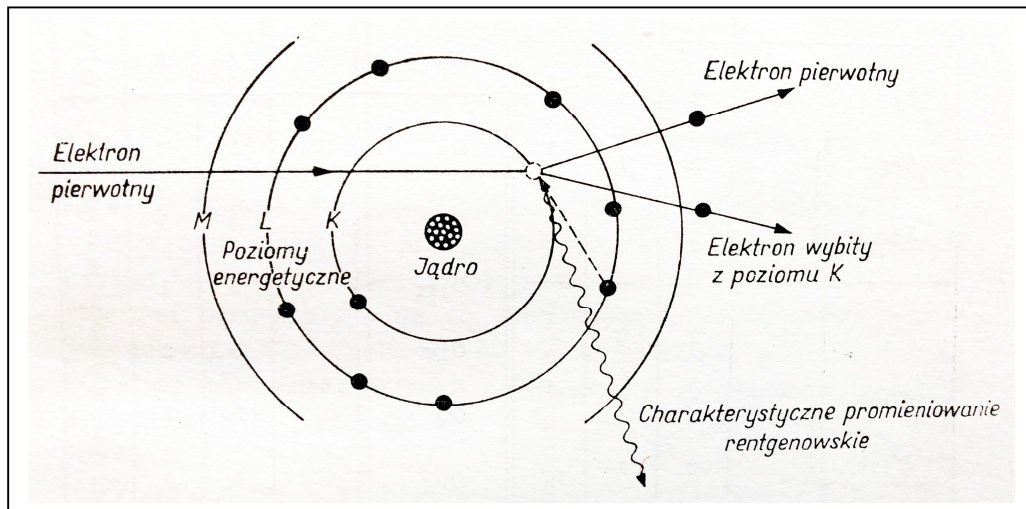
$$\nu = (Z - a)^2 R c \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{j^2} \right)$$

gdzie R jest stałą *Rydberga*. We powyższym wzorze uwzględniono fakt, że w atomie wielo elektronowym elektron jest przyciągany przez jądro o ładunku $+Ze$, a równocześnie obecność innych elektronów osłabia to oddziaływanie. Efekt ten nazywamy ekranowaniem jądra i uwzględniamy go poprzez wprowadzenie stałej ekranowania a . Widzimy, że częstotliwość promieniowania charakterystycznego jest *proporcjonalna do kwadratu liczby atomowej Z* , więc jest charakterystyczna dla *atomów pierwiastka anody*. Ta zależność jest nazywana prawem *Moseleya*. Możemy się nią posłużyć przy analizie liniowych widm rentgenowskich w celu identyfikacji pierwiastków lub ich zawartości w badanym materiale.

2.3.1.5.2.3.2. Widmo charakterystyczne promieniowania rentgenowskiego

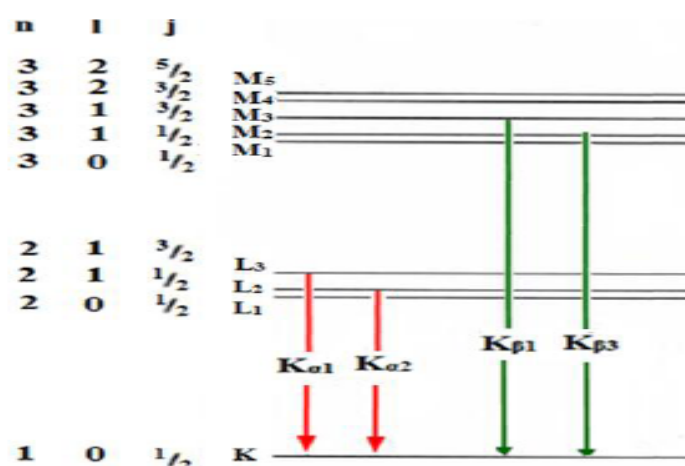
Proces powstawania widma charakterystycznego jest następujący. Wyemitowany przez katodę elektron, który posiada dostatecznie dużą energię, jest zdolny do jonizowania atomów materiału anody, to znaczy do wybitcia elektronów z ich powłok, wprowadzając atomy w stan wzbudzenia. Wzbudzony atom dąży do powrotu do stanu podstawowego. Następuje to w rezultacie przeskoku elektronu z wyższego poziomu energetycznego,

czemu towarzyszy emisja kwantu promieniowania charakterystycznego, co pokazano na poniższym rysunku.



Rys. 24. Ilustracja emisji charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego

Energia wypromieniowanego kwantu jest równa różnicy energii poziomów pomiędzy którymi nastąpiło przejście. W zależności od tego, z której powłoki został wybity elektron, w widmie charakterystycznym wyróżnia się serie *K*, *L*, *M* itd. W rentgenowskiej analizie strukturalnej wykorzystuje się zazwyczaj promieniowanie serii widmowej *K*, która odpowiada usunięciu elektronu z powłoki *K* i następującemu po nim przeskokowi elektronu z wyższych poziomów energetycznych. Najważniejsze linie tej serii zostały przedstawione na poniższym rysunku oraz w poniższej tabeli.



Rys. 25. Schemat poziomów energetycznych atomu i powstawania promieniowania rentgenowskiego charakterystycznego dla najważniejszych linii serii widmowej *K*

Nazwa przeskoku elektronu zgodnie z nomenklaturą		Przeskok elektronu pomiędzy:
Siegbahn	IUPAC	
$K_{\alpha 1}$	KL3	$L_3 \rightarrow K$
$K_{\alpha 2}$	KL2	$L_2 \rightarrow K$
$K_{\beta 1}$	KM3	$M_3 \rightarrow K$
$K_{\beta 3}$	KM2	$M_2 \rightarrow K$

Zgodnie z mechaniką kwantową, niedozwolone są przejścia pomiędzy poziomami energetycznymi o takich samych pobocznych liczbach kwantowych l .

Najbardziej intensywną linią w serii K jest linia $K_{\alpha 1}$. Jeżeli natężenie tej linii przyjąć jako 100%, to natężenie linii $K_{\alpha 2}$ wynosi 50%, a linii K_{β} zaledwie 20%. Linie $K_{\alpha 1}$ i $K_{\alpha 2}$ mają zbliżone długości fali, dlatego często traktuje się je łącznie i nazywa się je promieniowaniem K_{α} . Długość fali promieniowania K_{α} oblicza się jako średnią uwzględniającą stosunek natężenia $K_{\alpha 1}$ i $K_{\alpha 2}$:

$$\lambda_{K_{\alpha}} = \frac{2\lambda_{K_{\alpha 1}} + \lambda_{K_{\alpha 2}}}{3}$$

Zgodnie z prawem H.G. Moseley'a, długość promieniowania jest odwrotnie proporcjonalnie do kwadratu liczby atomowej Z , co pokazuje poniższe równanie.

$$\frac{1}{\lambda} = R(Z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right)$$

gdzie:

Z – liczba atomowa pierwiastka

R – stała Rydberga ($1.097 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$)

σ – jest stałą ekranowania (dla linii K_{α} stała ekranowania jest równa jedności)

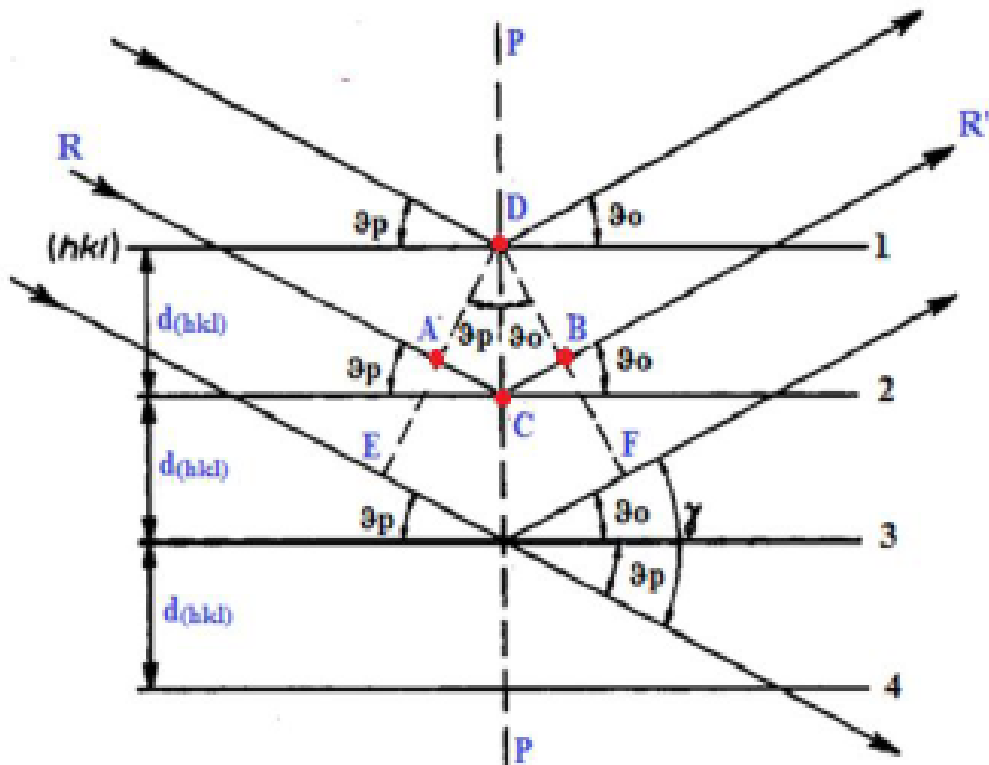
n_1 – główna liczba kwantowa powłoki, na którą następuje przeskok elektronu

n_2 – główna liczba kwantowa powłoki, z której następuje przeskok elektronu

Wzór Mosleya uwzględnia jedynie te składowe danej serii, które różnią się głównymi liczbami kwantowymi.

2.3.1.5.2.3.1.1. Prawo Bragga

W 1905 r. W. L. Bragg i G. Wulff podali interpretację zjawiska ugięcia promieni rentgenowskich przez kryształ, co pokazano na poniższym rysunku, prezentującym odbicie monochromatycznej wiązki równoległych promieni rentgenowskich od serii płaszczyzn sieciowych (hkl).



Rys. 26. Odbicie monochromatycznych promieni rentgenowskich

Jeśli na serię równoległych płaszczyzn sieciowych (hkl), oznaczonych na powyższym rysunku jako 1, 2, 3 i 4, oddalonych od siebie na odległość międzypłaszczyznową d_{hkl} pada wiązka promieni rentgenowskich o długości fali λ pod kątem θ (kąt odbłyску) to promienie wnikają w głąb kryształu, a od każdej płaszczyzny sieciowej (hkl) następuje odbicie. Wzmocnienie promieni odbitych od równoległych płaszczyzn sieciowych nastąpi wtedy, gdy różnica ich dróg będzie równa całkowitej wielokrotności długości fali ($n\lambda$), gdyż wówczas fale te będą zgodne w fazie. W przypadku promieni odbitych od dwóch równoległych do siebie płaszczyzn 1 i 2 warunek wzmocnienia zostanie spełniony gdy:

$$\Delta S = AC + CB = n\lambda$$

$$AC = d_{hkl} \cdot \sin\theta \quad \text{oraz} \quad CB = d_{hkl} \cdot \sin\theta$$

Wobec czego,

$$2d_{hkl} \sin\theta = n\lambda \quad \text{wzór Bragga}$$

gdzie d_{hkl} – odległość międzyplaszczynowa,
 θ – kąt dyfrakcji
 n - rząd dyfrakcji (liczba całkowita),
 λ – długość fali

Znając odległość międzyplaszczynową d_{hkl} i eksperymentalnie wyznaczając kąt θ , możemy wyznaczyć energię linii charakterystycznych promieniowania X korzystając z równania:

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$$

lub korzystając z równania:

$$E = \frac{nhc}{2d_{hkl} \sin \theta}$$

Wskaźniki hkl wyznacza się ze wzoru: $\sin^2 \theta_{hkl} = (h^2 + k^2 + l^2)\lambda^2/4a^2$

gdzie: a - stała sieciowa.

2.3.1.5.2.4. Wyznaczenie linii charakterystycznych dla lampy rentgenowskiej

W celu wyznaczenia linii charakterystycznych dla miedziowej lampy rentgenowskiej przy użyciu kryształu KBr i LiF jako analizatora, współpracującego z dyfraktometrem rentgenowskim *PHYWE*, który pokazano na poniższym rysunku.



Rys. 27. Dyfraktometr rentgenowski *PHYWE*.

W tym celu należy wykonać poniższe czynności:

Część 1. Przygotować dyfraktometr do pracy. W tym celu należy:

- 1.1. Zamocować przesłonę na wyjściu promieniowania X o grubości 1 mm.
- 1.2. Ustawić goniometr w odpowiedniej pozycji (4)
- 1.3. Zamocować kryształ KBr lub LiF w komorze eksperymentalnej.
- 1.4. Komputerowo ustawić parametry pracy dyfraktometru.
- 1.5. W zależności od wybranego kryształy wprowadzić następujące dane do programu „Measure”:

KBr	LiF
napięcie anodowe – 35 kV	napięcie anodowe – 35 kV
prąd anodowy – 1mA	prąd anodowy – 1mA
czas zliczania – 2s	czas zliczania – 2s
krok kątowy – 0.1°	krok kątowy – 0.1°
kąt początkowy – 3°	kąt początkowy – 3°
kąt końcowy – 75°	kąt końcowy – 55°

Część II. Rejestracja widma.

- 2.1. Nacisnąć klawisz „continue” i rozpocząć pomiar.
- 2.2. Zarejestrować widmo (zmierzyć zależności i intensywności promieniowania X od kąta Bragga w zadanym przedziale kąta θ).
- 2.3. Po zarejestrowaniu widma, nacisnąć „stop measurement”, a następnie zapisać w pamięci komputera.

Część III. Obróbka danych pomiarowych.

- 3.1. Korzystając z równania Bragga obliczyć maksymalny rząd refleksów możliwych do zarejestrowania.
- 3.2. Odczytać z wykresu $I(\theta)$ położenia (maxima) linii charakterystycznych molibdenowej lampy rentgenowskiej dla wszystkich rzędów dyfrakcji.
- 3.3. Korzystając z równania wyznaczyć wartości eksperymentalne energii dla linii K_α i K_β .
- 3.4. Korzystając ze schematu poziomów energetycznych dla molibdenu oraz z poniższego wzoru, obliczyć teoretyczne wartości energii dla linii K_α i K_β .

$$E_{K\alpha} = \frac{1}{2}(E_{L2} + E_{L3}) - E_K$$

$$E_{K\beta} = E_{M2,3} - E_K$$

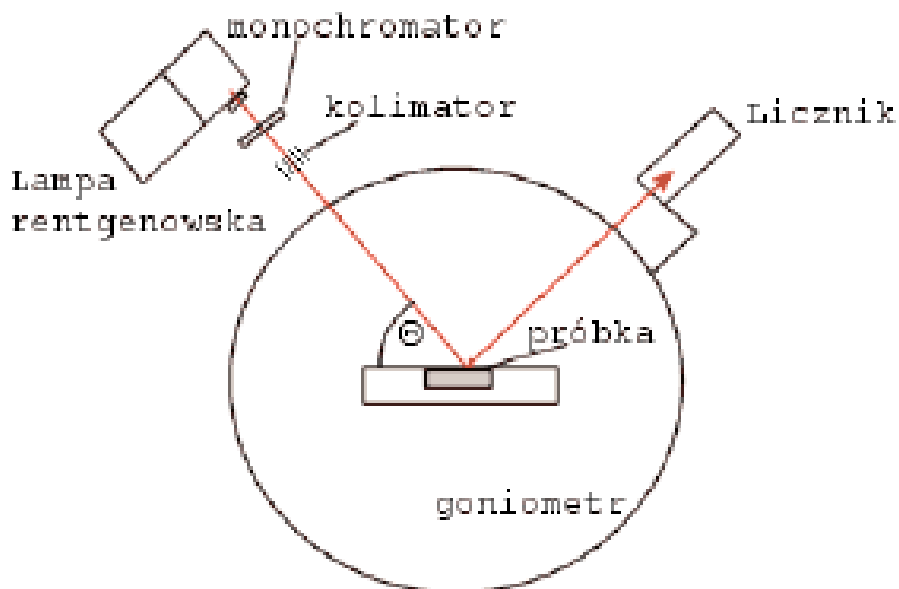
$$E_{K\alpha} - \text{średnia wartość energii linii } K_{\alpha1} \text{ i } K_{\alpha2}.$$

2.3.1.5.2.5. Zastosowanie dyfraktometru wykorzystującego widmo charakterystyczne i prawa Bragga do badania przemian fazowych w stopach metali.

Dyfraktometr jest to przyrząd pomiarowy służący do analizy struktury substancji krystalicznych na podstawie ich obrazów dyfrakcyjnych. Dyfraktometr rejestruje kierunki (kąty odbłyску) oraz natężenia ugiętych wiązek promieniowania. W zależności od użytego promieniowania, dyfraktometry dzieli się na rentgenowskie (stosowane najczęściej), neutronów i elektronów. Rozróżnia się dwa podstawowe rodzaje dyfraktometrów rentgenowskich:

- służące do badania monokryształów - jest to podstawowe narzędzie w rentgenografii strukturalnej,
- służące do badania ciał polikrystalicznych (proszków).

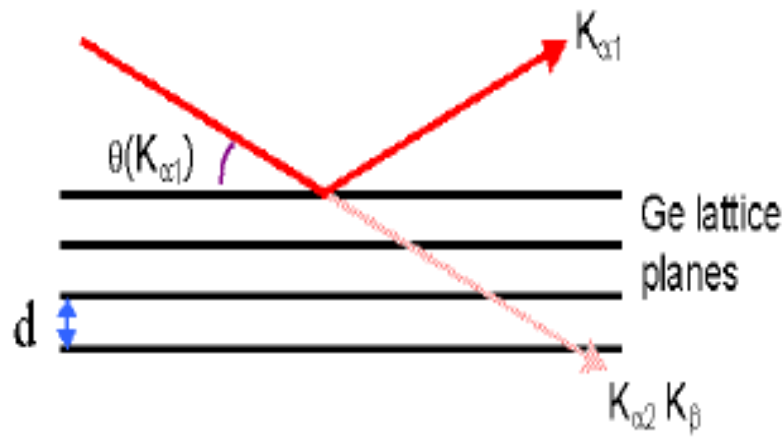
Współczesne dyfraktometry wyposaża się w komputer sterujący jego pracą oraz zbierający i przetwarzający uzyskane dane. Schemat budowy dyfraktometru przedstawiono na poniższym rysunku.



Rys. 28. Schematyczny rysunek dyfraktometru rentgenowskiego.

Ważnym elementem dyfraktometru, przygotowujący wiązkę rentgenowską do badań, jest monochromator. Jest to odpowiednio wypolerowany kryształ (kwarc, german, ...) silnie odbijający promieniowanie od jednej rodziny płaszczyzn. Kryształ ten orientuje się pod

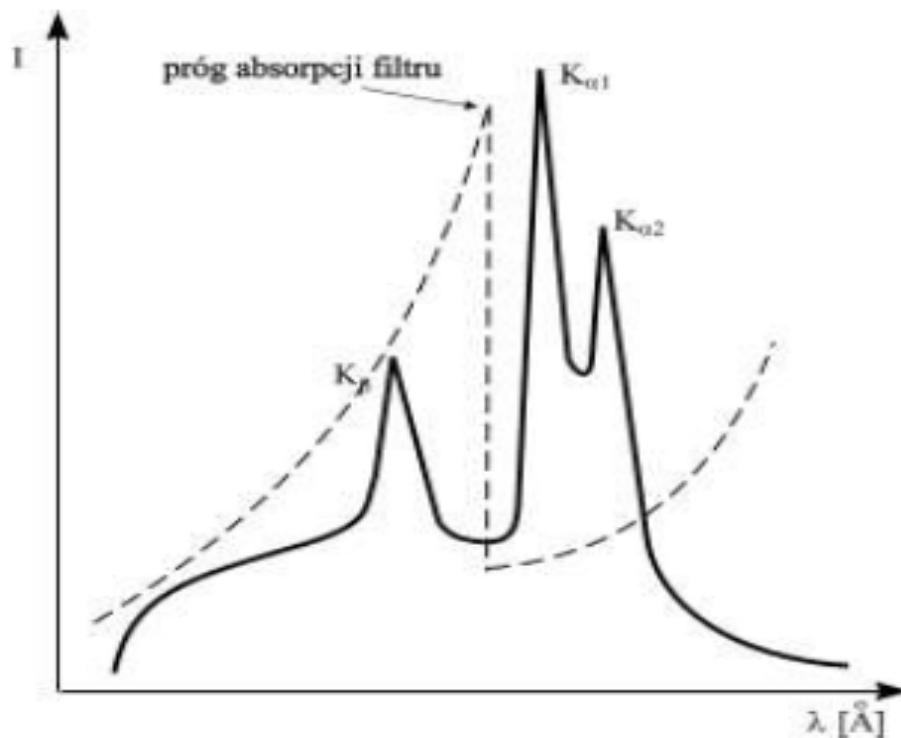
kątem Bragga, odpowiednim dla promieniowania $K_{\alpha 1}$, co pokazano na poniższym rysunku.



Rys. 29. Zasada działania monochromatora

Monochromator wpływa na promieniowanie: K_{β} , tła, fluorescencję próbki

Kolejnym istotnym elementem dyfraktometru, przygotowujący wiązkę rentgenowską do badań, jest filtr promieniowania. Filtr – dobierany jest odpowiednio do materiału anody, którego celem jest absorpcja silnego promieniowanie X w zakresie linii K_{β} , co pokazano na poniższym rysunku.

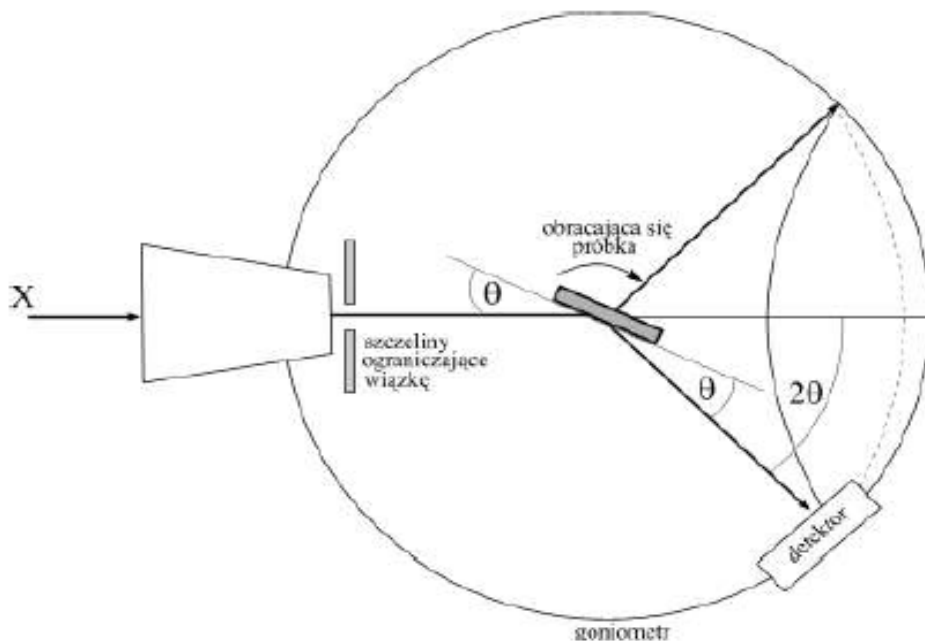


Rys. 30. Istota działania filtru w dyfraktometrze



Rys. 31. Dyfraktometr rentgenowski - układ pomiarowy

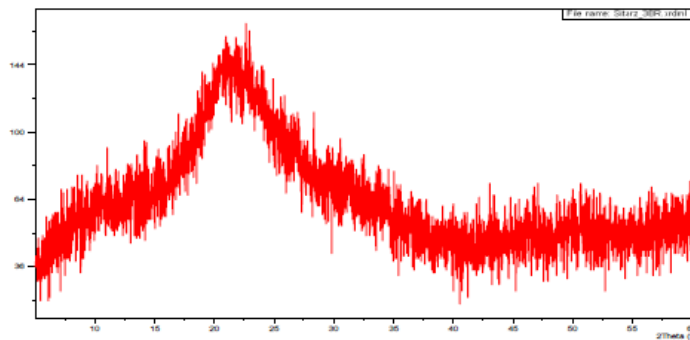
Zasada działania dyfraktometru polega na jednoczesnym zsynchronizowanym obrocie próbki o kąt θ i układu rejestrującego o kąt 2θ . Dla każdego położenia kąтового rejestrowany jest kąt 2θ oraz odpowiadające mu natężenie odbitego od próbki promieniowania, co pokazano na poniższym rysunku.



θ - kąt odbłyску (kąt padania lub kąt odbicia), zawarty między wiązką ugiętą (lub pierwotną) a płaszczyznami, na których nastąpiło ugięcie
 2θ - kąt ugięcia, zawarty pomiędzy kierunkiem wiązki pierwotnej a wiązką ugiętą

Rys. 32. Zasada działania dyfraktometru

Na poniższych rysunkach przedstawiono przykładowe dyfraktogramy substancji amorficznej i krystalicznej.



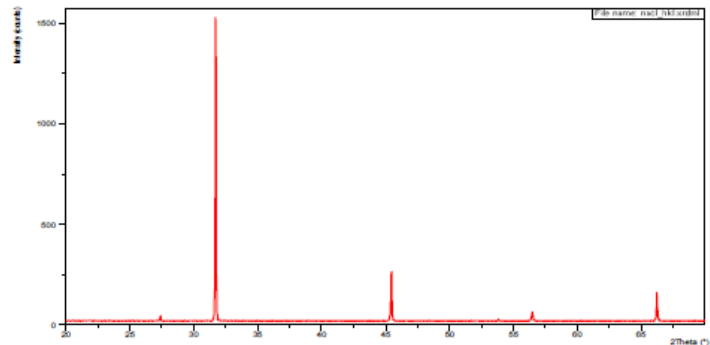
materiał amorficzny:

- brak refleksów
- podniesione tło – halo amorficzne
- niska intensywność podniesionego tła

Rys. 33. Przykładowy dyfraktogram substancji amorficznej

materiał krystaliczny:

- wyraźnie zarysowane refleksy
- znaczące wartości intensywności refleksów w stosunku do linii tła



Rys. 34. Przykładowy dyfraktogram substancji krystalicznej

Badania przemian fazowych w stopach metali, za pomocą dyfraktometru rentgenowskiego, na podstawie rentgenowskiej wysokotemperaturowej półilościowej analizy fazowej, jest ważnym praktycznym zastosowaniem widma charakterystycznego lampy rentgenowskiej i prawa Bragga, które umożliwia badanie przemian fazowych w sposób ciągły, w zakresie temperaturowym od temperatury pokojowej do 1500°C.

Podstawą tej metody jest fakt, że każda substancja krystaliczna, bez względu na to, czy występuje w postaci czystej, czy też mieszaninie z innymi fazami, daje specyficzny obraz dyfrakcyjny, który może być wykorzystany do jej identyfikacji.

Dyfrakcja rentgenowska jest techniką umożliwiającą badania wielu materiałów i substancji chemicznych w stanie stałym: metale, minerały, ceramiki, półprzewodniki itp. W przemyśle i instytucjach naukowych, dyfrakcja rentgenowska stała się podstawową metodą badania, charakteryzowania i kontroli jakości materiałów.

Chcąc badać przemiany fazowe w substancji wielofazowej w sposób ciągły, za pomocą dyfraktometru rentgenowskiego, należy wybrać linie dyfrakcyjne od każdej z faz, możliwie o jak największym natężeniu, które zawarte są w jak najmniejszym przedziale kątowym 2θ , aby czas potrzebny na przejście detektora przez badany obszar kątowy był najmniejszy.

Poniżej opisano sposób badania przemian fazowych w stopie $Cu - 12,4\% Al$ [Bok]. W tym celu należy wykonać dyfraktogramy wszystkich faz, stosując charakterystyczne promieniowanie rentgenowskie CoK_{α} , w przedziale kątowym 2θ wynoszącym od $5^{\circ}C$ do $100^{\circ}C$. W pomiarach korzystano z charakterystycznej linii serii K_{α} , której napięcie wzbudzenia dla kobaltu wynosi $U_w = 7,31$ kV. Korzystając z faktu, że napięcie przyspieszające lampy rentgenowskiej $U_p = (3 \text{ do } 5) U_w$, zastosowano napięcie przyspieszające 24 - 40 kV.

W celu wyeliminowania linii promieniowania K_{β} , wiązkę promieni rentgenowskich przepuszczano przez filtr żelazny o grubości 0,018 mm, którego próg absorpcji, wynoszący 174,021 pm usytuowany jest pomiędzy długościami fal $\lambda_{K_{\alpha}} = 179,021$ pm oraz $\lambda_{K_{\beta}} = 162,075$ pm. Zapewnia to wystarczającą filtrację promieniowania rentgenowskiego serii K . Wiązkę promieniowania rentgenowskiego formowano układem szczelin:

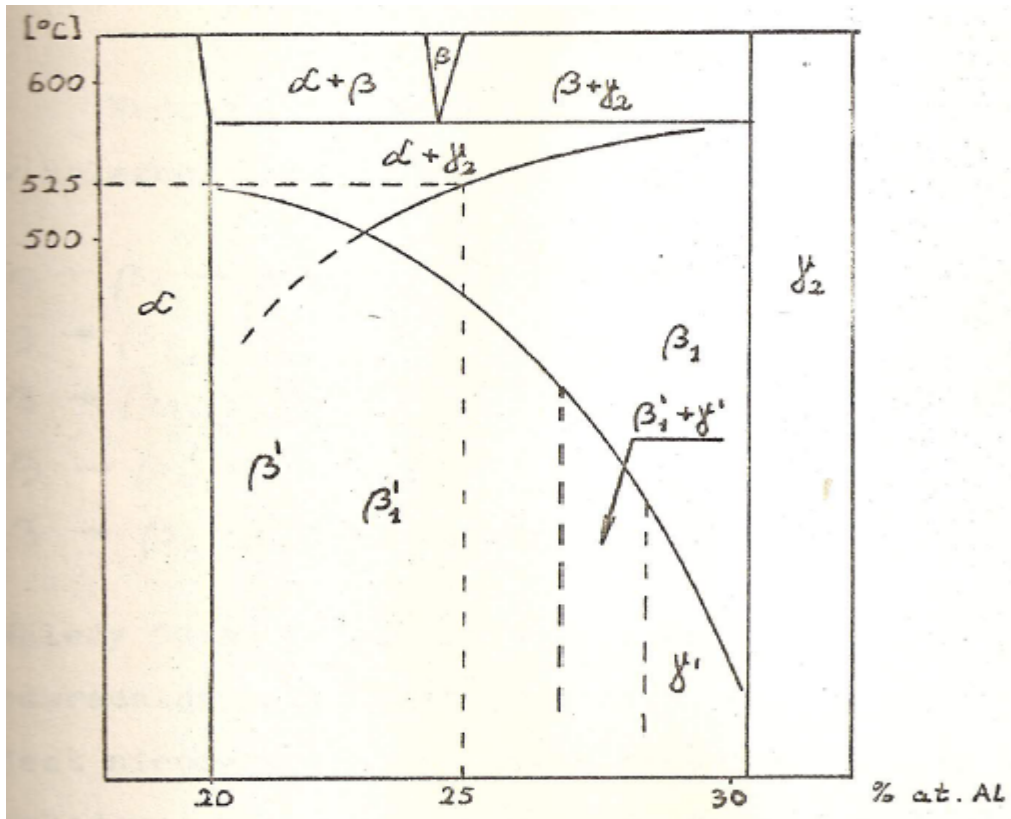
- szczelina ograniczającą wiązkę pierwotną,
- szczelina ograniczającą wiązkę rozproszoną,
- szczelina rozdzielczą.

Za pomocą tego układu realizowano ogniskowanie typu Bragg-Bretano. Rozproszone promieniowanie rentgenowskie rejestrowano licznikiem scyntylicyjnym. Przy rejestracji dyfraktogramów zastosowano ciągły sposób rejestracji natężenia wiązki rozproszonej na taśmie rejestratora.

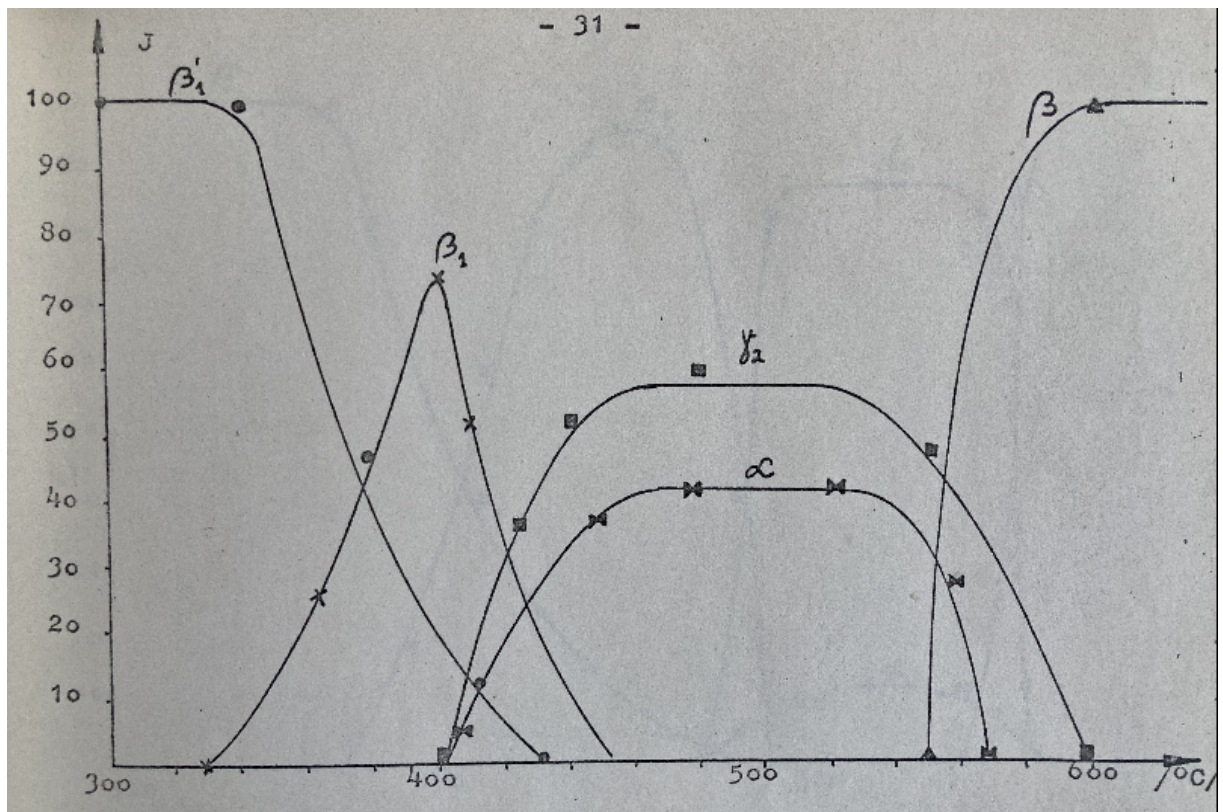
Natężenie linii dyfrakcyjnych ustalano mierząc ich maksymalną wysokość, po odcięciu tła. Przy sporządzaniu wykresów przemian fazowych mierzona intensywność linii dyfrakcyjnych przekształcano w ten sposób, że sumę intensywności najsilniejszych linii dyfrakcyjnych wszystkich faz przyjmowano równą 100.

Na poniższych rysunkach przedstawiono:

- Fazy nierównowagowe na tle fragmentu układu równowagowego $Cu-Al$,
- Przemiany fazowe zachodzące podczas grzania z prędkością $5^{\circ}C/min$.



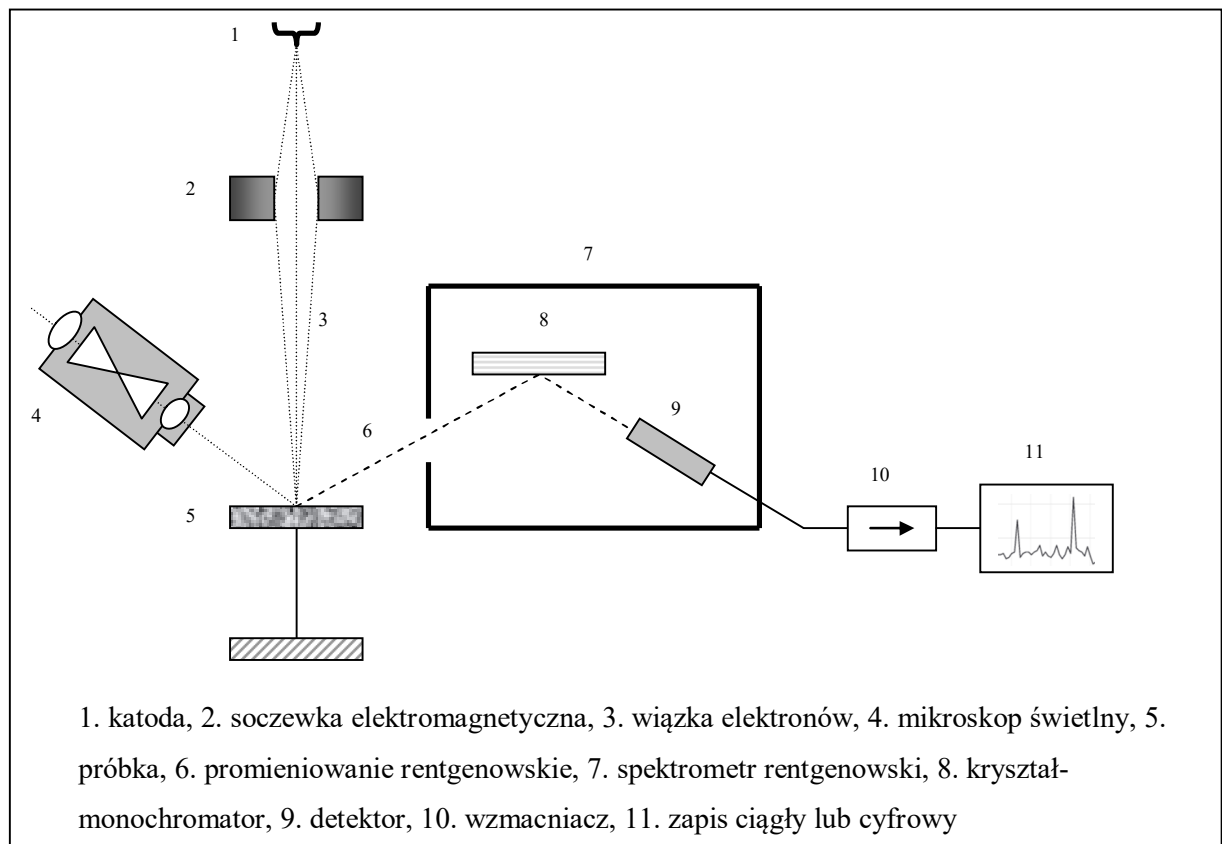
Rys. 35. Fazy nierównowagowe na tle fragmentu układu równowagowego Cu-Al



Rys. 36. Przemiany fazowe zachodzące podczas grzania z prędkością 5°C/min

2.3.1.5.2.6. Spektrometria rentgenowska

Spektrometria rentgenowska w mikroobszarach pozwala na ustalenie ilościowego i jakościowego składu chemicznego materiałów w wybranych obszarach o średnicy rzędu 0,001 mm. Jej twórcą jest Castaing, który w 1951r. opublikował we Francji pierwsze dane dotyczące budowy prototypu mikroanalizatora rentgenowskiego. Zasada działania mikroanalizatora rentgenowskiego *MAR*, pokazana na poniższym rysunku, oparta jest na zjawiskach fizycznych zachodzących podczas bombardowania badanego materiału strumieniem elektronów i rejestracji wywołanych efektów [Bojarski].



Rys. 37. Schemat budowy mikroanalizatora rentgenowskiego (*MAR*)

Wiązka elektronów, otrzymana z żarzonego włókna katody jest przyspieszana w polu wysokiego napięcia i ogniskowana na próbce, dzięki stosowaniu soczewek elektromagnetycznych. Wśród wywołanych zjawisk fizycznych, najistotniejsze z punktu widzenia mikroanalizy chemicznej, jest powstanie charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego pierwiastków wchodzących w skład bombardowanego mikroobszaru próbki. Rentgenowskie widmo emisyjne jest wykorzystywane do oznaczania składu chemicznego materiałów. Zastosowanie go do analiz w mikroobszarach stało się możliwe dopiero z chwilą rozwiązania problemu ogniskowania elektronów na obszarach o średnicy

ok $1\mu\text{m}$ i detekcji promieniowania o stosunkowo słabym natężeniu. Pierwszy problem został rozwiązany dzięki osiągnięciom konstrukcyjnym w budowie mikroskopów elektronowych, rozwiązanie drugiego zawdzięcza się rozwojowi fizyki jądrowej.



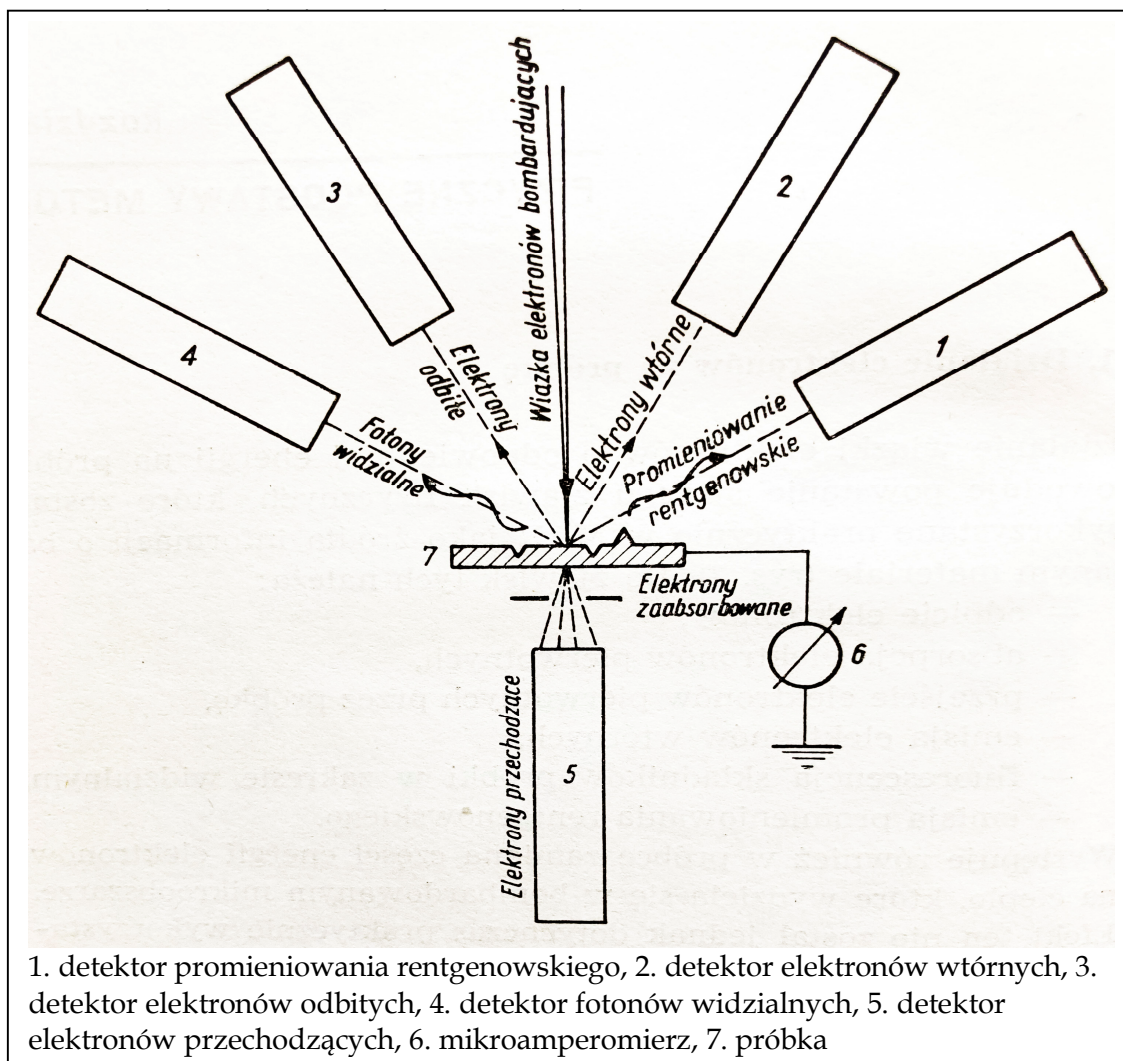
Rys. 38. Mikroanalizator rentgenowski produkcji japońskiej JXA-8530FPlus

Analiza rentgenowskiego promieniowania charakterystycznego, polegająca na określeniu długości fali i natężenia, odbywa się w spektrometrze rentgenowskim, wyniki jej zaś są rejestrowane w odpowiednich układach elektronicznych. Zapis ten jest podstawą do określenia rodzaju i ilości pierwiastków występujących w bombardowanych mikroobszarze próbki. Wybór analizowanego miejsca i jego obserwacje, w trakcie wykonywania oznaczeń, umożliwia mikroskop świetlny, będący składową częścią mikroanalizatora rentgenowskiego.

2.3.1.5.2.6.1. Podstawy fizyczne spektrometrii rentgenowskiej

Działanie wiązki elektronów o odpowiedniej energii na próbkę powoduje powstanie szeregu zjawisk fizycznych, które zostały wykorzystane praktycznie w mikroanalizatorze rentgenowskim, jako źródła informacji o badanym materiale. Do zjawisk tych należą:

- odbicie elektronów,
- absorpcja elektronów pierwotnych,
- przejście elektronów przez próbkę,
- emisja elektronów wtórnych,
- fluorescencja składników próbki w zakresie widzialnym.



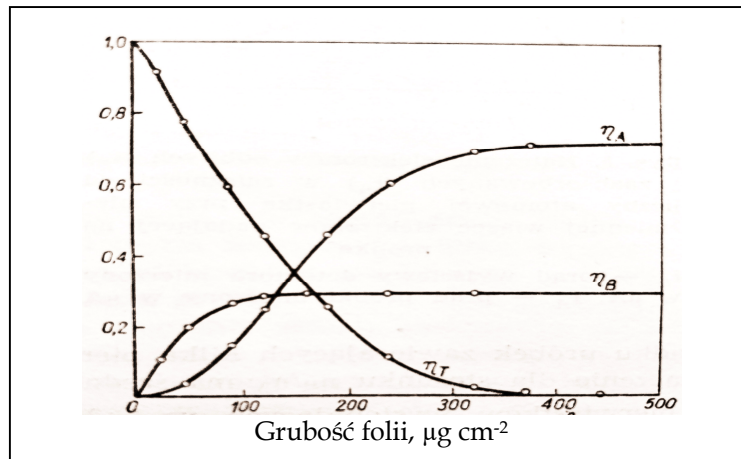
Rys. 39. Zjawiska fizyczne wykorzystywane w MAR, jako źródła informacji o badanym materiale

W podanej grupie zjawisk, pierwsze trzy związane są z rozdziałem padającej wiązki elektronów na trzy części, zależne od składu chemicznego i grubości próbki. Część elektronów wiązki padającej ulega odbiciu w warstwie powierzchniowej próbki (i_B), część zostaje zaabsorbowana (i_A), a przy małej grubości, niektóre elektrony przechodzą przez próbkę (i_T). W stosunku do natężenia padającej wiązki elektronów (i_W), względne natężenie każdej części elektronów można wyrazić następująco:

$$\eta_B = i_B / i_W \quad \eta_A = i_A / i_W \quad \eta_T = i_T / i_W$$

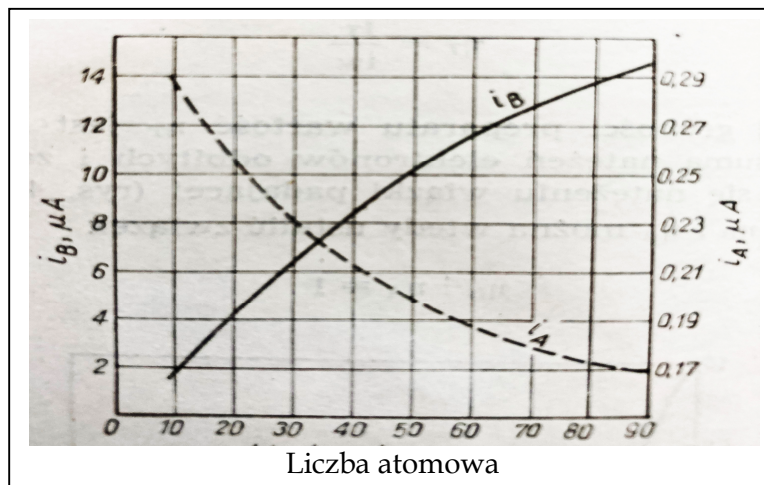
Przy pewnej grubości preparatu, wartość η_T jest równa zeru, a wówczas suma natężeń elektronów odbitych i zaabsorbowanych równa się natężeniu wiązki padającej, pokazanej na poniższym rysunku.

Pomiędzy wartościami η_B i η_A można wtedy ustalić związek: $\eta_B + \eta_A = 1$.



Rys. 40. Względne zmiany natężenia elektronów odbitych η_B , zaabsorbowanych η_A , i przechodzących η_T , w zależności od grubości bombardowanej folii miedzianej (energia elektronów E_0 - 10 keV)

W zależności od składu chemicznego próbki następuje zmiana stosunku natężeń składowej elektronów odbitych i zaabsorbowanych. Ogólnie można stwierdzić, że ze zwiększeniem liczby atomowej pierwiastka, zwiększa się ilość elektronów odbitych i zmniejsza się ilość elektronów zaabsorbowanych, co pokazano na poniższym rysunku.



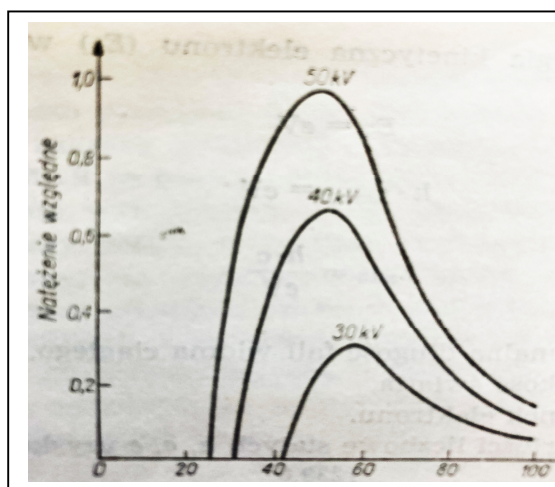
Rys. 41. Natężenie elektronów odbitych i_B , i zaabsorbowanych i_A , w zależności od liczby atomowej pierwiastka, przy nieziennej wiązce elektronów padającej na próbkę.

W przypadku próbek zawierających kilka pierwiastków, decydujące znaczenie dla stosunku η_B / η_A ma średnia liczba atomowa pierwiastków występujących w badanym mikroobszarze. Określa się ją następująco: $\bar{Z} = \sum_i Z_i n_i$ gdzie: Z_i - liczba atomowa i -tego pierwiastka, n_i - udział ciężarowy i -tego pierwiastka

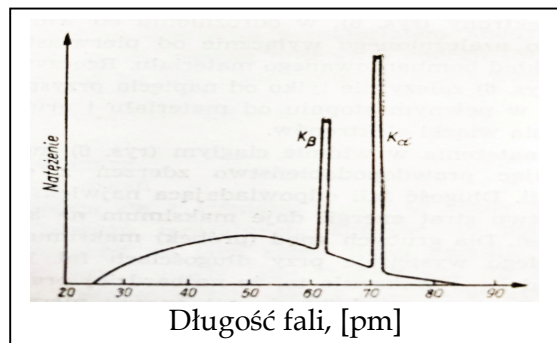
Zjawiska odbicia i absorpcji elektronów zostały wykorzystane w *MAR* do scharakteryzowania bombardowanego obszaru próbki. Przede wszystkim dotyczy to elektronów zaabsorbowanych, które wnikając w materiał, powodują emisję promieniowania rentgenowskiego pierwiastków znajdujących się w sferze ich działania. Ponadto, oba omawiane zjawiska umożliwiają uzyskanie odpowiednio obrazów topografii powierzchni (relief) i absorpcji elektronów w badanym mikroobszarze próbki.

Kolejnym zjawiskiem towarzyszącym oddziaływaniu wiązki elektronów z próbką jest emisja elektronów wtórnych. Istnieje kilka teorii dotyczących emisji elektronów wtórnych. Między innymi teoria Baroody'ego [Baroody], która wyjaśnia to zjawisko współdziałaniem elektronów pierwotnych, z elektronami przewodnictwa atomów próbki. Dla uzyskania praktycznych znaczeń emisji elektronów wtórnych w badaniu własności próbek, w szczególności reliefu geometrycznego, potencjałów powierzchniowych i struktury pasmowej ciał stałych, wymagane jest oddzielenie elektronów wtórnych od elektronów odbitych. W tym celu stosuje się specjalne detektory elektronów wtórnych lub elektrody zbierające o odpowiednio dobranych potencjałach.

Podstawowe znaczenie dla analizy chemicznej w mikroobszarach ma zjawisko emisji promieniowania rentgenowskiego. Promieniowanie to składa się z widma ciągłego (rozdział 2.3.1.5.2.3.1) i widma charakterystycznego (rozdział 2.3.1.5.2.3.2), pierwiastków wchodzących w skład próbki. Tak więc zakres fal widma ciągłego i jego ostra granica od strony fal krótkich zależą przede wszystkim od napięcia przyspieszającego elektrony (Rys. 40), w odróżnieniu od widma charakterystycznego (Rys. 41) uzależnionego wyłącznie od pierwiastków wchodzących w skład bombardowanego materiału.

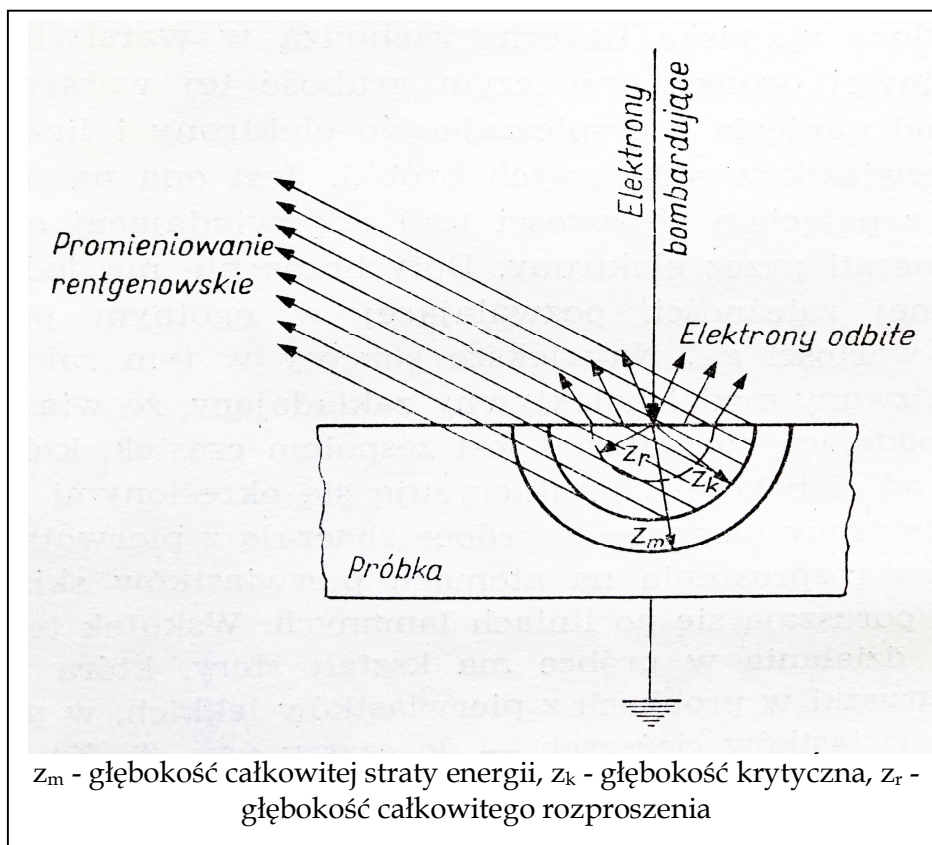


Rys. 42. Rentgenowskie widmo ciągłe w zależności od napięcia przyspieszającego elektrony



Rys. 43. Rentgenowskie widmo ciągłe i charakterystyczne molibdenu, emitowane pod działaniem wiązki elektronów przyspieszanej w polu elektrycznym o napięciu 35 kV

W przypadku wzbudzenia promieniowania rentgenowskiego za pomocą elektronów, jak to ma miejsce w *MAR*, na widmo ciągłe nakłada się widmo charakterystyczne. Powstanie widma ciągłego, tworzącego tło widma charakterystycznego, jest zjawiskiem niekorzystnym, gdyż pogarsza możliwości wyodrębnienia charakterystycznych linii pierwiastków, szczególnie przy ich niewielkiej zawartości w analizowanej próbce. Omówione zjawiska fizyczne zachodzą w warstwie przypowierzchniowej próbki, co pokazano na poniższym rysunku, przy czym grubość tej warstwy zależy głównie od napięcia przyspieszającego elektrony i liczby atomowych pierwiastków składowych próbki.



Rys. 44. Schemat zasięgu działania elektronów w bombardowanej próbce

2.3.1.5.2.6.2. Metoda mikroanalizy rentgenowskiej

Metoda mikroanalizy rentgenowskiej obejmuje trzy podstawowe techniki analityczne:

1. analizę jakościową,
2. powierzchniowe i liniowe rozmieszczenie pierwiastków w badanym mikroobszarze,
3. analizę ilościową, punktową.

Podstawą analizy jakościowej jest zależność między długością fal charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego emitowanego przez próbkę, a rodzajem występujących w niej pierwiastków.

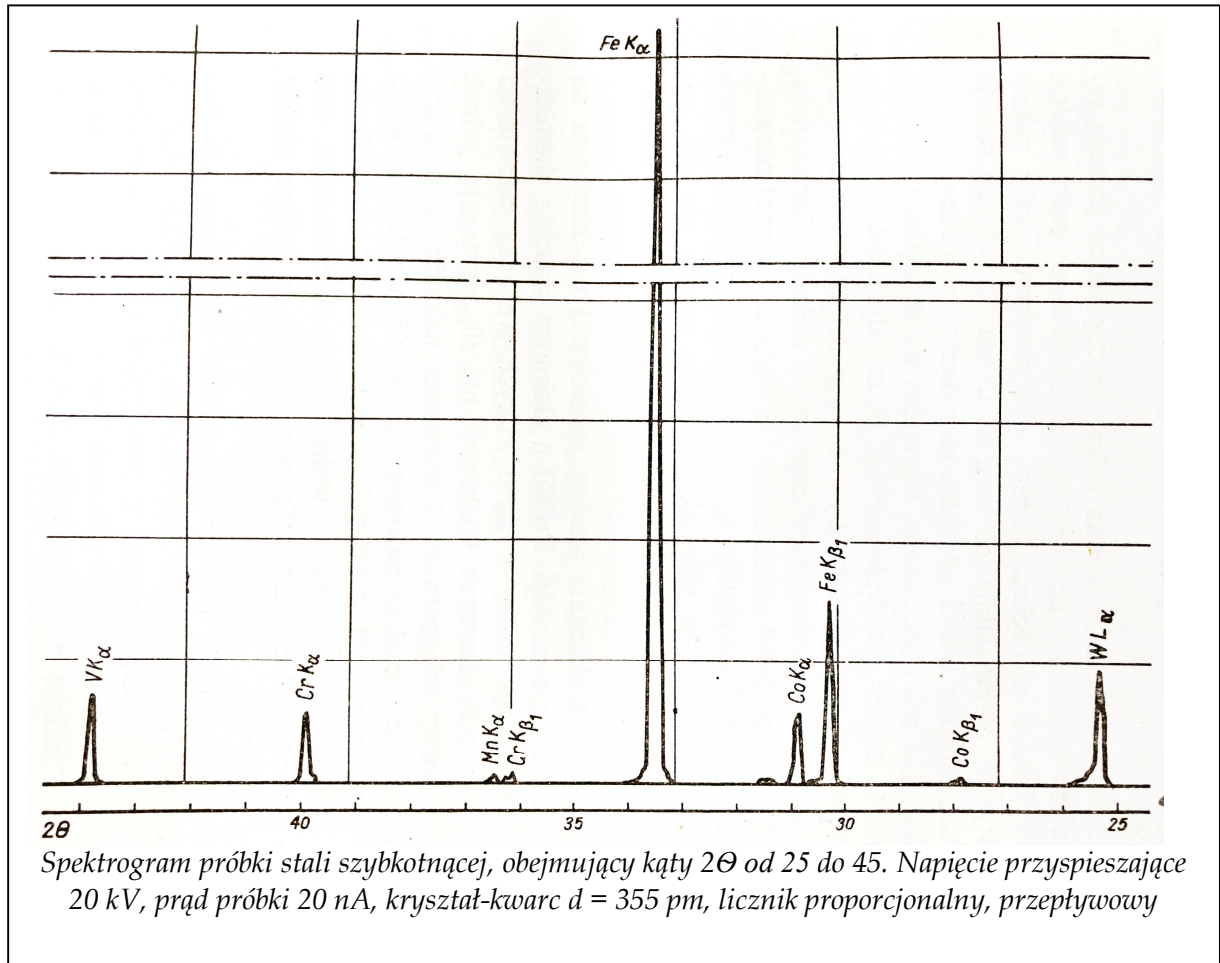
Technika wykonania analizy jakościowej sprowadza się do określenia długości fal charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego wysyłanego przez próbkę. Pomiaru dokonuje się na podstawie wzoru Bragga (patrz rozdz. 2.3.1.5.2.3.1.1), za pomocą spektrometrów rentgenowskich. Przez obrót odpowiednio dobranych kryształów-monochromatorów oraz zsynchronizowanych z nimi detektorów rejestruje się kąty Θ , przy których następuje odbicie poszczególnych fal promieniowania charakterystycznego.

Zgodnie z równaniem Bragga, znajomość odległości międzypłaszczyznowych d_{hkl} odbijającego kryształu oraz zarejestrowane wielkości kątów Θ , wystarczają do znalezienia wartości długości fali λ poszczególnych linii widmowych.

W zależności od typu aparatury, rejestruje się bądź kąty odbicia Θ , bądź też skala kątowa jest bezpośrednio wycechowana w długościach fal. Dla każdego z kryształów-monochromatorów *MAR*, opracowane są tablice identyfikacyjne, podające zależność między rejestrowanych kątem Θ linii spektralnej, a pierwiastkiem, do którego linia ta należy.

W razie bezpośredniego odczytu długości fali λ , w tablicy podano zależność między długościami fal, a odpowiadającymi im pierwiastkami.

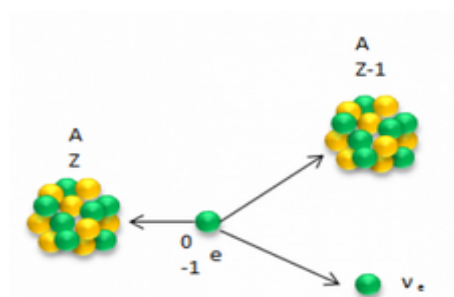
Na poniższym rysunku przedstawiono spektrogram uzyskany dla próbki stali, obejmujące linie spektralne $K_a - Fe, Cr, Co, V, Mn; K_{\beta 1} - Cr, Fe, Co$ oraz $I_a - W$.



Rys. 45. Spektrogram próbki stali szybko tnącej

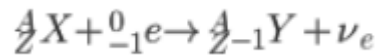
2.3.1.5.2.7. Wychwyty elektronu

Promieniowanie X powstaje także w wyniku wychwyty elektronu. Wychwyty elektronu, stanowi przemianę jądrową polegającą na absorpcji przez jądro atomu elektronu z powłoki elektronowej (najczęściej K) tego atomu i jednoczesnej emisji neutrina elektronowego, co pokazano na poniższym rysunku.



Rys. 46. Schemat procesu wychwyty elektronu.

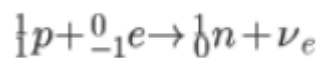
Tej przemianie towarzyszy mu emisja promieniowania rentgenowskiego oraz występowanie elektronów Augera (Augera zjawisko). W tej przemianie jądro przechwytyje elektron znajdujący się na powłoce K , w wyniku czego powstaje wolne miejsce, na które spadają elektrony z wyższych powłok i następuje emisja kwantu X . W wyniku wychwytu elektronu powstaje jądro o liczbie atomowej mniejszej o 1. Równanie reakcji wychwytu elektronu wygląda następująco:



gdzie: X – jądro macierzyste, Y – jądro nowo powstałe, A – liczba masowa, Z – liczba atomowa, e – elektron, ν_e – neutrino elektronowe.

Z przedstawionego równania wynika, że proces wychwytu elektronu nie zmienia liczby nukleonów danego jądra. Maleje jedynie o jeden liczbę protonów, co oznacza, że rozpad ten polega na zamianie protonu w neutron, któremu towarzyszy emisja neutrina.

Równanie tej reakcji można więc zapisać w postaci:



Zjawisko Augera, zostało odkryte 1925r. przez fizyka fr. P.V. Augera, stanowi bezradiacyjny sposób przejścia atomu ze wzbudzonego stanu elektronowego do stanu o niższej energii, polegający na emisji elektronu, tzw. elektronu Augera. Zjawisko Augera może wystąpić wtedy, gdy jedna z powłok wewnętrznych atomu zostanie pozbawiona elektronu; na uwolnione miejsce przeskakuje wówczas elektron słabiej związany, z dalszej powłoki, a jednocześnie różnica energii wiązania elektronu na tych powłokach może zostać wyzwolona w postaci emisji elektronu z jednej z powłok zewnętrznych, tzw. autojonizacja. Powstała luka po elektronie bywa wypełniana w analogiczny sposób - może więc się rozwinąć proces lawinowy, połączony z wielokrotną emisją elektronów Augera.

Przykładem źródła promieniowania X działającego w oparciu o wychwyt elektronu jest ${}^{55}\text{Fe}$, emitujące 80% kwantów o energii ok. 5,9 keV (linia K_α) oraz 20% o energii 6,2 keV (linia K_β).

Obecnie są budowane także efektywniejsze źródła promieniowania X , w których promieniowanie wytwarzane jest przez elektrony poruszające się po okręgu w synchrotronach, stąd promieniowanie to nazywa się promieniowaniem synchrotronowym. Pierwsze źródła promieniowania synchrotronowego należące do tzw. I i II generacji były stosunkowo mało wydajne. Dopiero źródła promieniowania synchrotronowego nowszej konstrukcji, należące do III generacji, pozwoliły na osiągnięcie większych natężeń promieniowania, a przede wszystkim umożliwiły w miarę ciągłą bezawaryjną pracę. Synchrotrony III generacji zaopatrywano też z reguły w tzw. „urządzenia wstawkowe” (ang. *insertion devices*) – wiggler i undulatory. W urządzeniach tych elektrony poruszają się w periodycznym polu magnetycznym po trajektorii zbliżonej do sinusoidy, dzięki czemu natężenie emitowanego promieniowania znacznie się zwiększa (nawet o kilka rzędów wielkości) w stosunku do natężenia promieniowania wytwarzanego w polu magnesów zakrzywiających synchrotronu bez urządzeń wstawkowych. Przykładem źródeł synchrotronowych mogą być: *BESSY II* (Berlin), *DORIS III* (II generacji, Hasylab, Hamburg), *ESRF* (III generacji, Grenoble).

W obecnych czasach działają już źródła kolejnej, IV. generacji promieniowania synchrotronowego, lasery rentgenowskie (lasery na elektronach swobodnych, FEL – ang. Free Electron Laser). Najsilniejszy z nich, laser *FLASH* w DESY (Hamburg) wytwarza impulsy monochromatycznego promieniowania w zakresie *XUV-SX* (skrajnego ultrafioletu próżniowego do miękkiego promieniowania rentgenowskiego), o czasie trwania około 25 femtosekund i mocy szczytowej w impulsie dochodzącej do 1 GW. Lasery *FEL* są przestrajalne, a emitowane przez nie promieniowanie jest spójne i spolaryzowane liniowo. Szczytowe natężenie w impulsie osiągać może wartości ponad 9 rzędów wielkości większe niż otrzymywane z najpotężniejszych synchrotronów III generacji. W lutym 2007 w tym samym ośrodku w Hamburgu rozpoczęto budowę europejskiego lasera *X-FEL* działającego w rentgenowskim zakresie długości fali 0,05–6 nm. Osiągnięcie pełnej operacyjnej zdolności działania planuje się na rok 2015.

W 2008 r. w czasopiśmie "Nature" ukazała się publikacja informująca, że źródłem nanosekundowych błysków promieniowania rentgenowskiego jest rozwijana w próżni standardowa taśma klejąca. Promieniowanie z taśmy jest wystarczająco silne do wykonania zdjęcia rentgenowskiego.

Firma Amptek wprowadziła na rynek miniaturowe urządzenie wytwarzające promieniowanie rentgenowskie pod nazwą *Cool-X*. Jest ono wielkości dużego tranzystora. Do zasilania wystarcza źródło prądu stałego w postaci baterii 9 V. Emituje przerywany strumień promieniowania *X* z kilkuminutowym okresem. Promieniowanie wytwarzane jest w oparciu o kryształ piroelektryczny. Zakres energii klasyfikuje go jako miękkie (75% promieniowania ma energię <10 keV). Przy bezpośrednim kontakcie ze źródłem dawka ekspozycyjna jest rzędu 5 R/h.

2.3.1.5.3. Promieniowania synchrotronowe

Teorię promieniowania synchrotronowego opracował radziecki fizyk-teoretyk Dmytro Iwanenko. Promieniowanie synchrotronowe, jest promieniowaniem elektromagnetycznym o charakterze nietermicznym, podobne do promieniowania cyklotronowego, lecz generowane przez naładowane cząstki (głównie elektrony) poruszające się w polu magnetycznym z prędkością bliską prędkości światła w próżni, w wyniku czego są przyspieszane po krzywoliniowych torach. Można je uzyskać sztucznie w pierścieniach akumulacyjnych synchrotronów lub naturalnie w wyniku szybkiego ruchu elektronów przez pola magnetyczne w przestrzeni kosmicznej.

Promieniowanie synchrotronowe zawiera typowo pasma podczerwone, widzialne, ultrafioletu oraz *X*. Wykorzystanie promieniowania synchrotronowego interesowało zarówno fizyków, jak i innych naukowców od wielu lat, a jego znaczenie w dziedzinie nauki jest obecnie nie do przecenienia. Obecnie na świecie pracuje 80 dużych i średnich synchrotronów wytwarzających łącznie setki wiązek promieniowania, a dzięki niepowtarzalnym kombinacjom ich właściwości, stwarzają możliwości wykorzystania ich do analizy struktury materiałów biologicznych.

Zastosowanie promieniowania synchrotronowego odegrało istotną rolę w rozwoju wielu dziedzin fizyki oraz chemii. Od ponad trzydziestu lat jest ono również wykorzystywane w naukach przyrodniczych i w medycynie, otwierając nowe możliwości w badaniach form życia na różnych poziomach, od organizmów jako całości, poprzez organy i tkanki, aż do komórek i struktur wewnątrzkomórkowych. Silne rentgenowskie wiązki promieniowania synchrotronowego okazały się również bezcenne w obrazowaniu miękkich tkanek, w diagnostyce i terapii.

W przygotowaniu są nowe techniki, wykorzystujące promieniowanie synchrotronowe, pozwalające wyjaśnić znacznie dokładniej zjawiska zachodzące w komórce, takie jak ekspresja genów i ich regulacja, transport przez błonę komórkową, sygnalizacja w komórce, reakcje enzymatyczne i synteza białek, w porównaniu do metod z klasycznym źródłem promieniowania. Promieniowanie synchrotronowe ponadto umożliwia wykrycie małych guzów we wczesnym etapie choroby, ustalenie leczenia oraz ciągle monitorowanie jego rezultatów.

Promieniowanie synchrotronowe znacznie przewyższa klasyczne źródła promieniowania elektromagnetycznego. Ma bardzo dobrze skolimowaną wiązkę, zawiera fotony o szerokim zakresie energii - od promieniowania w dalekiej **podczerwieni** do twardego **promieniowania rentgenowskiego**, posiada także wysoki stopień polaryzacji liniowej lub kołowej. Promieniowanie synchrotronowe charakteryzuje się:

- wysoką jasnością i intensywnością, wiele rzędów wielkości większą niż w przypadku konwencjonalnych lamp rentgenowskich,
- wysoką światłością, przekraczającą wszelkie inne sztuczne czy też naturalne źródła o wiele rzędów wielkości: typowe źródła trzeciej generacji mają światłość większą niż:

$$\frac{10^{18} \text{ foton}}{\text{s} \cdot \text{mm}^2 \cdot \text{mrad}^2 \cdot 0,1\% \text{ BW}}$$

gdzie 0,1%BW odpowiada szerokości pasma $10^{-3}\omega$ o częstotliwości ω ,

- wysoką kolimacją, to znaczy małym kątem dywergencji (rozbieżności) wiązki,
- niską emitancją, czyli niewielkim przekrojem źródła światła i małym kątem przestrzennym,
- wytwarzaniem fotonów o szerokim zakresie energii, od kilku do kilku tysięcy elektronowoltów,
- wysokim stopniem polaryzacji (liniowej lub eliptycznej),
- emisją w bardzo niewielkich przedziałach czasu (rzędu nanosekundy lub poniżej, czyli miliardowe części sekundy).

Elektrony są przyspieszane na kilku etapach, aby móc osiągnąć końcową energię rzędu gigaelektronowoltów (GeV). Elektrony znajdują się wewnątrz pierścienia z próżnią i poruszają się po zamkniętym obwodzie, przez to okrążając pierścień ogromną liczbę razy.

Tor ruchu elektronów po obwodzie jest wymuszony przez potężne pola elektromagnetyczne. Elektromagnetyzm służy skupianiu wiązki ładunków, których jednoimiennosc powoduje wzajemne odpychanie (zgodnie z prawem Coulomba). Zmiana kierunku jest formą przyspieszenia i stąd elektrony emitują promieniowanie o energii rzędu gigaelektronowoltów. Występuje tu podobieństwo do radionadajników, lecz z tą różnicą, że takie przyspieszenie zmienia obserwowaną częstotliwość o czynnik γ , zgodnie z efektem Dopplera. Kolejnym znaczącym efektem relatywistycznym jest to, że wzór promieniowania także odbiega od izotropowego wzoru dipola oczekiwanego z nierelatywistycznej teorii, dając skrajnie skierowany do przodu stożek promieniowania. To sprawia, że promieniowanie synchrotronowe jest jednym z najjaśniejszych źródeł promieniowania X . Przyspieszenie w geometrii płaskiej powoduje, że promieniowanie jest spolaryzowane liniowo, gdy obserwowane w płaszczyźnie orbitalnej oraz spolaryzowane kołowo, gdy obserwowane przy niewielkim kącie do tej płaszczyzny. Wzrastająca społeczność naukowa zaczęła sobie zdawać sprawę z zalet używania promieniowania synchrotronowego w badaniach spektroskopowych i dyfrakcyjnych począwszy od lat 60 i 70. Na początku pierścienie akumulacyjne były budowane dla celów fizyki cząstek, a promieniowanie synchrotronowe było uzyskiwane przy okazji, gdy uginane promieniowanie elektromagnetyczne musiało być wydobyte przez dodatkowo wywiercone dziury. Z czasem, gdy zastosowanie promieniowania synchrotronowego stawało się coraz częstsze i bardziej obiecujące, zaczęto wbudowywać w istniejące pierścienie urządzenia, które poprawiały natężenie promieniowania synchrotronowego. Synchrotrony trzeciej generacji zostały od początku przemyślane i zoptymalizowane dla uzyskania promieniowania X o wysokiej jasności. Działają już źródła czwartej generacji promieniowania synchrotronowego – lasery rentgenowskie. W 2019 r. najsilniejszym źródłem synchrotronowego spójnego promieniowania był znajdujący się w Hamburgu *European XFEL*. Wcześniej w Hamburgu był laser *FLASH* wytwarzający impulsy monochromatycznego promieniowania w zakresie *XUV-SX* (skrajnego ultrafioletu próżniowego do miękkiego promieniowania rentgenowskiego) o mocy szczytowej w impulsie dochodzącej do 1 GW. Szczytowe natężenie w impulsie osiągać może wartości ponad 9 rzędów wielkości większe niż otrzymywane z najpotężniejszych synchrotronów III generacji. Jak wspomniano powyżej, uginające wiązkę elektromagnesy są często stosowane do generowania promieniowania, jednak aby wygenerować silniejsze promieniowanie, czasem stosowane są inne urządzenia zwane urządzenie wstawkowe. Źródła trzeciej generacji bazują głównie na tych urządzeniach wstawkowych, gdzie proste

odcinki w magneście zakrzywiającym są używane do wprowadzenia periodycznej struktury magnetycznej (złożone z szeregu magnesów o odpowiednio ułożonych biegunach N i S), która kierkuje elektrony sinusoidalnie lub spiralnie. W ten sposób, zamiast pojedynczego ugięcia, wiele dziesiątek lub setek wiggler'ów w precyzyjnie określonych miejscach zwielokrotnia całkowitą intensywność wiązki. Główna różnica pomiędzy wiggler'ami a undulatorami polega na intensywności ich pola magnetycznego i amplitudzie elektronu. W pierścieniach akumulacyjnych znajdują się otwory umożliwiające wyjście promieniowaniu do komór próżniowych dostępnych badaczom. Duża liczba takich strumieni promieniowania może powstać we współczesnych synchrotronach trzeciej generacji.

2.3.1.6. Odwrotne rozpraszanie Comptona

W procesie odwrotnego rozpraszania Comptona, wysokoenergetyczne elektrony mogą zderzać się z niskoenergetycznymi fotonami (np. promieniowania tła) i przekazywać im energię, zmieniając je w kwanty gamma. Zjawisko to znajduje praktyczne zastosowanie przy wytwarzaniu wiązek promieniowania o wysokiej energii lub schładzaniu elektronów. W astrofizyce uważa się je za mechanizm powstawania promieniowania X oraz gamma np. po wybuchach supernowych, wskutek zderzeń wysokoenergetycznych elektronów pochodzących z gwiazdy z fotonami mikrofalowego promieniowania tła.

Odwrotne rozpraszanie Comptona jest w zasadzie takim samym zjawiskiem jak efekt Comptona, lecz zwykło się rozróżniać te zjawiska. Istnieje wymuszona wersja tego zjawiska (wymuszone rozpraszanie Comptona), w której zderzenie elektronu z fotonem zachodzi w obecności wiązki fotonów, które wymuszają stan końcowy fotonu po rozproszeniu, tj. ściśle określają jego pęd i energię.

2.4. Promieniowanie protonowe

Promieniowanie protonowe to nie światło ani fala elektromagnetyczna [Proton]. Protony, w przeciwieństwie do fali elektromagnetycznej promieniowania X mają masę. Protony wykorzystywane do terapii nowotworów to jądra atomów wodoru. Atomy wodoru nie posiadają w swojej budowie neutronów, typowych elementów składowych innych atomów. Posiadają jednak masę, w przeciwieństwie do fal elektromagnetycznych, promieni X lub gamma. Aby wykorzystać je do terapii, protony muszą być rozpędzone do 60% prędkości światła (180 000 km/s, energia kinetyczna 250 MeV) przez cyklotrony lub synchrotrony. Z tą

szybkością mogą one przeniknąć do ciała pacjenta na głębokość ok. 38 cm. Na początku swojej drogi oddają one stosunkowo niewielkie ilości energii do tzw. chmur elektronowych tkanek, przez które przechodzą, wywołując niski stopień jonizacji tkanek zdrowych. Im wolniejsze stają się cząsteczki protonów, tym wyższa jest energia, którą przekazują tkankom. Na końcu ich drogi dochodzi do tzw. „efektu hamowania“. Ta „droga hamowania” wynosi 1-4 mm i mieści się już w chorej nowotworowo tkance. Hamowanie wyzwała „eksplozję energii“ nazywaną szczytem (pikiem) Bragga. W przeciwieństwie do promieniowania X, obciążenie zdrowych tkanek, znajdujących się na drodze protonów w kierunku zmiany nowotworowej, jest zdecydowanie mniejsze. Ponadto, za guzem, dzięki efektowi wyhamowania w nim protonów, nie dochodzi do obciążenia zdrowych tkanek.

Miejsce w którym protony powinny wyhamować i oddać swoją energię wyznacza się na planie naświetlania. Z tego planu wynika na jaką głębokość do zmiany chorobowej pacjenta należy je wysłać. Chcąc wywołać ich „eksplozję” na głębokości 15 cm nadaje im się mniejszą prędkość (energię), niż gdyby to miało nastąpić na głębokości 20 cm. Dzięki takiej modulacji prędkości cząstek, można naświetlać nowotwór „trójwymiarowo“ z bardzo dużą precyzją.

W przypadku terapii protonowej wiązka opuszczająca cyklotron to strumień wielu protonów o zbliżonych do siebie pędach poprzecznych i wzdłużnych [Guguła]. Istotnym aspektem jest sposób interakcji protonów z materią. W dużej mierze jest on warunkowany poprzez właściwości protonu, z których najważniejsze, zawarto w poniższej tabeli.

Właściwość	Wartość
Nazwa cząstki	Proton
Masa	$1,672\ 621\ 923\ 69\ (51) \cdot 10^{-27}$ kg
Energia spoczynkowa	938,272 088 16 (29) MeV
Średni czas życia	$> 2,1 \cdot 10^{29}$ lat (trwały)
Ładunek elektryczny	$+ 1,602\ 176\ 634 \cdot 10^{-19}$ C
Moment magnetyczny	$1,410\ 606\ 797\ 36\ (60) \cdot 10^{-26}$ J/T

Przed rozpoczęciem omawiania sposobów oddziaływania protonów z materią, warto mieć na uwadze, iż istotne jest, aby wiedzieć z jakim prawdopodobieństwem dane rodzaje oddziaływania mogą zaistnieć. Prawdopodobieństwo zajścia danego oddziaływania, w którym biorą udział cząstka padająca oraz jej cel (ang. *target*), którym może być np. jądro atomu ośrodka penetrowanego przez daną cząstkę padającą, najczęściej określane jest poprzez

wielkość zwaną przekrojem czynnym, oznaczaną symbolem σ i wyrażaną w barnach ($1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$). Zdefiniowana jest ona jako pole powierzchni, mierzone na płaszczyźnie prostopadłej do kierunku ruchu pocisku (padającej cząstki), w które musi on trafić, by doszło do danego oddziaływania.

2.4.1. Oddziaływanie protonów z materią

W ogólności, sposoby oddziaływania protonów z materią można podzielić na trzy kategorie [Bichsel, ICRU59]:

1. oddziaływania z pojedynczymi elektronami atomów,
2. oddziaływania z jądrami atomowymi
3. oddziaływania z atomami jako całością. Te ostatnie zachodzą jedynie dla bardzo małych energii protonów.

2.4.1.1. Oddziaływanie protonów z elektronami atomów

W pierwszym przybliżeniu można przyjąć, że protony penetrujące dane medium tracą swoją energię kinetyczną w sposób ciągły poprzez częste akty niesprężystego rozproszenia kulombowskiego na elektronach atomów ośrodka. Podczas takiego rozproszenia protonu dochodzi do przekazania części jego energii elektronowi co prowadzi do wzbudzenia lub jonizacji atomu ośrodka. W pojedynczym akcie rozproszenia proton traci bardzo małą część swojej energii (z uwagi na dużą różnicę masy protonu i elektronu), a jego trajektoria ulega niewielkiej zmianie [Newhauser].

Straty energii kinetycznej protonu na wzbudzenie i jonizację atomów ośrodka można ilościowo opisać wykorzystując tzw. wzór Bethgo-Blocha, który w ogólnej postaci wygląda następująco [ICRU49]:

$$-\frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{el} = \frac{4\pi r_e^2 m_e c^2}{\beta^2} \cdot \frac{N_A Z}{A} \cdot z^2 L(\beta)$$

gdzie:

ρ – gęstość ośrodka,

dE – strata energii kinetycznej protonu,

dx – odcinek drogi przebytej przez proton,

r_e – klasyczny promień elektronu,

m_e – masa elektronu,

c – prędkość światła w próżni,

β – stosunek v/c , gdzie v to prędkość protonu,

N_A – liczba Avogadro,

Z – liczba atomowa ośrodka,

A – względna masa atomowa ośrodka,

z – ładunek elektryczny protonu,

$L(\beta)$ – liczba hamowania (ang. *stopping number*).

Wielkość fizyczną $\frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{el}$ nazywa się również masową zdolnością hamowania; indeks dolny „el” oznacza, iż do straty energii doszło na skutek interakcji z elektronem.

Czynnik $L(\beta)$ przyjmuje z kolei następującą postać [ICRU49]:

$$L(\beta) = \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{1 - \beta^2} \right) - \beta^2 - \ln I$$

gdzie: I – średnia energia jonizacji atomu ośrodka, wyrażona w elektronowoltach (eV).

Jest to uproszczona postać wzoru, w której pominięto tzw. poprawki Barkasa i Blocha, mające istotne znaczenie jedynie w przypadku, gdy prędkość protonu (a co za tym idzie jego energia kinetyczna) penetrującego ośrodek jest mała [ICRU49]:

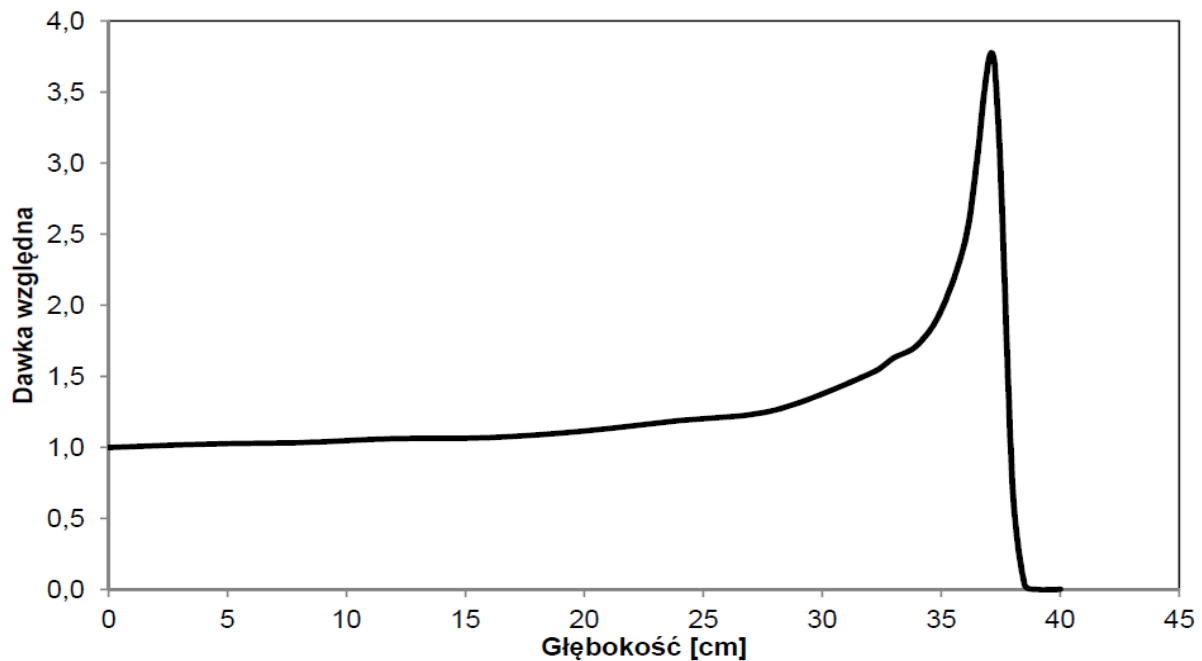
Energie protonów wykorzystywanych w cyklotronach do radioterapii zawierają się w zakresie 60–250 MeV [Particle], co sprawia, że wymienione wyżej poprawki Barkasa i Blocha są zanedbywalne. Należy jednakże wspomnieć, iż w niektórych przypadkach energia wykorzystywanych protonów jest celowo zmniejszana poniżej progu 60 MeV. Ponadto, dla bardzo małych oraz bardzo dużych prędkości protonów należałoby uwzględnić dodatkowo poprawki odpowiednio na efekt powłoki (założenie stacjonarnych elektronów w atomie jest wówczas nieprawdziwe) oraz na efekt gęstości pola związany z relatywistycznymi zmianami

kształtu efektywnego pola elektrycznego protonu i polaryzacją atomów ośrodka. Ostateczna postać wzoru Bethego-Blocha dla protonów o energiach w zakresie terapeutycznym wygląda zatem następująco:

$$-\frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{el} = \frac{4\pi r_e^2 m_e c^2}{\beta^2} \cdot \frac{N_A Z}{A} \cdot z^2 \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{1 - \beta^2} \right) - \beta^2 - \ln I \right]$$

Z powyższego wzoru wynika, iż straty energii protonu są odwrotnie proporcjonalne do kwadratu jego prędkości (prędkość jest zawarta w β), a zatem osiągają maksimum przy samym końcu drogi protonu w penetrowanym medium.

Krzywa Bragga, czyli zależność straty energii protonu na jonizację atomów ośrodka (tzw. gęstość jonizacji) od drogi przebytej w danym ośrodku, zawdzięcza swój charakter tej właśnie relacji. Mianowicie, w zakresie niskich i średnich energii gęstość jonizacji bardzo powoli narasta (tzw. obszar plateau) i osiąga maksimum (tzw. pik Bragga), a po nim następuje jej gwałtowny spadek do zera. Przekłada się to bezpośrednio na zależność wartości deponowanej dawki od głębokości wniknięcia protonu w tkance człowieka. Taki rodzaj rozkładu dawki w ciele pacjenta jest niezwykle pożądany, gdyż w porównaniu do np. terapii fotonowej czy elektronowej dawka deponowana w zdrowej tkance jest znacznie ograniczana. Może to mieć kluczowe znaczenie w przypadku występowania w pobliżu naświetlanego nowotworu narządów krytycznych, w przypadku których minimalizowanie dostarczanej im dawki promieniowania jonizującego jest szczególnie ważne. Taki kształt krzywej Bragga jest charakterystyczny dla wszystkich ciężkich (wielokrotnie cięższych od elektronu) cząstek naładowanych. Na poniższym rysunku, przedstawiono krzywą Bragga dla protonów o energii 250 MeV przechodzących przez *HDPE* (polietylen wysokiej gęstości, ang. *High-Density PolyEthylene*) o gęstości równej 0,97 g/cm³ (zblizonej do gęstości wody).



Rys. 47. Zależność dawki (wyrażonej jako bezwymiarowa dawka względna) deponowanej przez protony o energii 250 MeV od głębokości w polietylenie wysokiej gęstości (*HDPE*, gęstość $0,97 \text{ g/cm}^3$) - wg. [Brookhaven]

2.4.1.2. Oddziaływania z jądrami atomowymi

Innym, nie mniej istotnym sposobem oddziaływania protonów z materią jest ich interakcja z jądrami atomów ośrodka. Oddziaływanie takie można podzielić na dwa rodzaje:

- a) sprężyste,
- b) niesprężyste.

2.4.1.2.1. Sprężyste rozpraszanie protonów na jądrach atomowych.

W przypadku oddziaływania sprężystego proton jest rozpraszany kulombowsko na jądrze atomowym i energia kinetyczna układu proton-jądro jest zachowana, choć sam proton może przekazać część swojej energii kinetycznej do jądra.

Straty energii kinetycznej protonu oraz jego odchylenie od pierwotnej trajektorii są już w takim procesie większe niż dla protonów oddziałujących z elektronami atomów ośrodka, z uwagi na porównywalne masy oddziałujących obiektów (proton i jądro atomowe). Na przykład dla protonu o energii kinetycznej 1 MeV rozpraszającego się na jądrze węgla

maksymalna strata energii kinetycznej wynosi 0,09 MeV, natomiast maksymalny kąt rozproszenia wynosi ok. 5 stopni.

Jednakże, przekrój czynny na zajście takiego procesu, a co za tym idzie prawdopodobieństwo jego wystąpienia, jest niski, a co więcej szybko spada wraz ze wzrostem energii protonu, dlatego udział sprężystych rozprożeń protonów na jądrach atomów ośrodka może być praktycznie zaniedbany dla protonów o energiach wyższych niż 1 MeV [Breuer].

Dla protonów o niższych energiach rozproszenia sprężyste mogą występować już znacznie częściej i stać się niepomijalnym zjawiskiem. Pełny opis tego procesu, tzw. wielokrotnego rozproszenia kulombowskiego (ang. *MCS – Multiple Coulomb Scattering*) jest dość skomplikowany i w najpełniejszy sposób został opisany przez Moliere'a [Moliere].

W skrócie, jego występowanie sprawia, iż tor lotu protonu w swojej końcowej fazie odbiega od przyjmowanej w pierwszym przybliżeniu linii prostej. W kontekście *protono-terapii* zjawisko to objawia się poszerzeniem wiązki protonów przy końcu ich drogi w ciele pacjenta, co ma oczywiście niekorzystny wpływ na dokładne wyznaczenie naświetlanego obszaru.

Szerokość tzw. obszaru półcienia (z reguły przyjmuje się, że jest to obszar spadku wartości dawki z 80% jej maksymalnej wartości do 20%) jest zależna od głębokości w tkance (im głębiej, tym szerokość ta jest większa) i dla protonów wynosi z reguły kilka milimetrów [Mumot, Shinohara]. Zjawisko to będzie zachodzić oczywiście w dowolnym medium, w którym zatrzymywane są protony.

2.4.1.2.2. Niesprężyste rozpraszanie protonów na jądrach atomowych.

Oddziaływanie niesprężyste protonu z jądrem atomowym to oddziaływanie, w którym całkowita energia kinetyczna układu proton-jądro nie jest zachowana. Proton może zostać niesprężysto rozproszony na jądrze atomowym, w wyniku czego jądro pozostaje w stanie wzbudzonym.

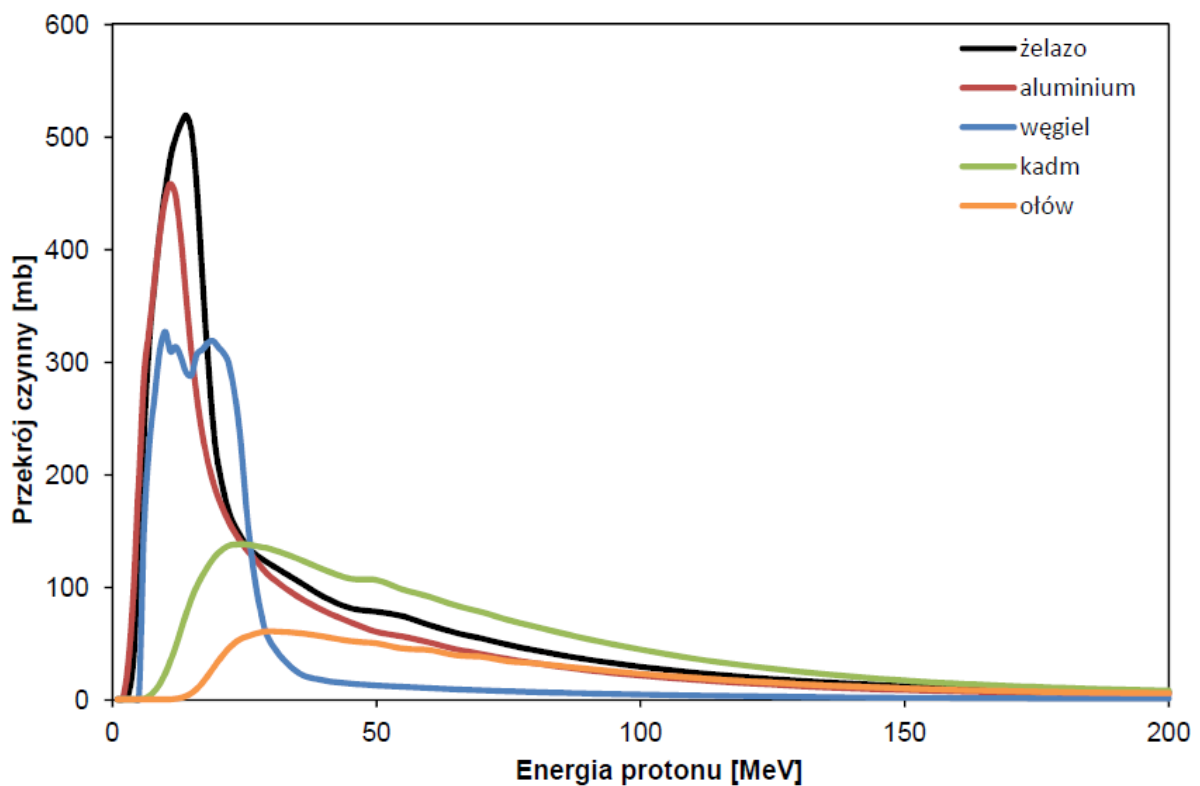
Z takim procesem związane są duże straty energii protonu, rzędu wielu MeV na jedno oddziaływanie, oraz znaczna zmiana jego trajektorii. Samo jądro może deekscytować poprzez emisję „natychmiastowego” promieniowania gamma (ang. *prompt gamma rays*) [Breuer, Polf]. Ponadto, padający proton może wniknąć we wnętrze jądra, co prowadzi do reakcji jądrowych. Z takim oddziaływaniem wiąże się powstanie nowego jądra atomowego, wskutek

czego najczęściej następuje również natychmiastowa emisja wtórnych cząstek przez to jądro – protonów, innych cięższych jonów czy neutronów [Newhauser].

W szczególności może dojść do zjawiska spalacji, czyli procesu, w którym w wyniku uderzenia wysokoenergetycznego protonu w jądro atomowe zostaje wyrzuconych z niego wiele nukleonów lub innych lekkich jąder. Nowo powstałe w wyniku którejkolwiek z powyższych reakcji jądrowych jądro atomowe jest często w dalszym ciągu niestabilne (jest jądrem promieniotwórczego izotopu) i może po pewnym czasie ulec jednemu z typowych rodzajów rozpadu promieniotwórczego (beta minus (β^-), beta plus (β^+), wychwyt elektronu itp.), czemu z reguły towarzyszy emisja promieniowania gamma.

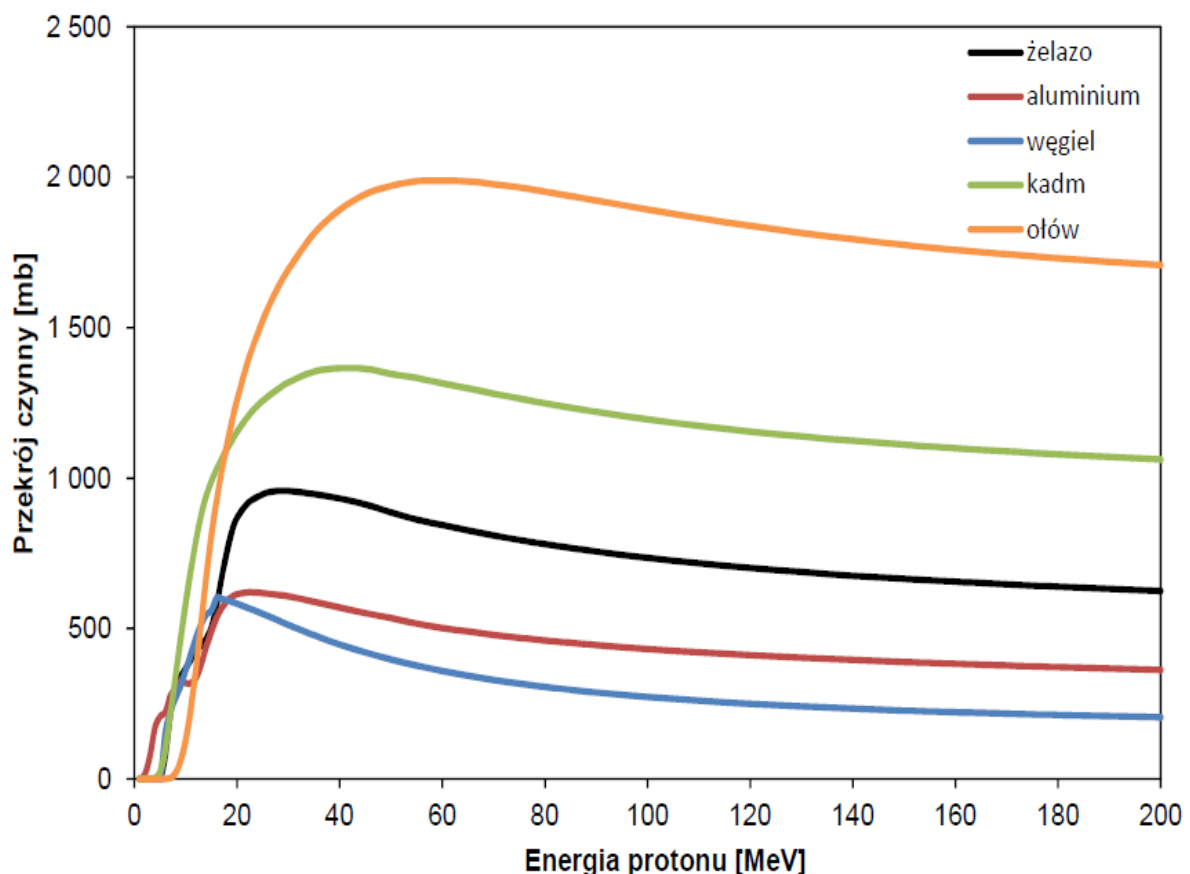
Przekrój czynny na samo rozproszenie niesprężyste protonu na jądrach atomowych ośrodka rośnie wraz ze wzrostem energii padającego protonu, osiąga maksimum dla energii 16 rzędu kilku-kilkunastu MeV, a następnie silnie maleje wraz z dalszym wzrostem energii protonu.

Wykres zależności przekroju czynnego na niesprężyste rozproszenie protonu na różnych jądrach atomowych w zależności od jego energii został pokazany na poniższym rysunku.



Rys. 48. Zależność przekroju czynnego na niesprężyste rozproszenie protonu na różnych jądrach atomowych od energii tego protonu - wg [Koning]

Przekrój czynny na reakcję jądrową padającego protonu z jądrem atomowym ośrodka dającą w efekcie powstanie nowego jądra atomowego (nazywaną dalej po prostu reakcją jądrową) również rośnie wraz ze wzrostem energii padającego protonu i osiąga maksimum dla jej wartości z zakresu ok. 10 – 50 MeV. Następnie przekrój czynny maleje, jednak w dość niewielkim stopniu, tak że dla wysokich energii protonu rzędu 200 MeV zależność przekroju czynnego na reakcję jądrową od energii praktycznie ustala się na pewnym poziomie. Można ponadto zauważyć, iż im cięższy materiał ośrodka, tym generalnie wyższy przekrój czynny na reakcję jądrową protonu z jądrem atomowym tegoż ośrodka. Wykres zależności przekroju czynnego na reakcję jądrową protonu z różnymi jądrami atomowymi w zależności od jego energii został przedstawiony na poniższym rysunku.



Rys. 49. Zależność przekroju czynnego na niesprężystą reakcję jądrową protonu z różnymi jądrami atomowymi (w wyniku której powstaje nowe jądro atomowe) od energii tego protonu - wg [Koning]

2.4.1.3. Oddziaływania z atomami jako całością

Innym rodzajem możliwego oddziaływania protonów z jądrem atomowym jest emisja promieniowania hamowania w wyniku zakrzywania torów protonów przez jądra atomowe ośrodka (tzw. Bremsstrahlung) [Newhauser]. Efekt ten ma jednak istotne znaczenie dopiero w przypadku protonów o bardzo wysokich energiach (rzędu GeV [Breuer]).

2.4.2. Prawdopodobieństwa zajścia reakcji jądrowej protonu z jądrami atomów ośrodka

W ogólności przejście ze znanej wartości przekroju czynnego na jakąś reakcję bezpośrednio na prawdopodobieństwo jej zajścia nie zawsze jest łatwe do określenia. W przypadku opisanych powyżej reakcji jądrowych z udziałem padającego protonu i jądra atomu ośrodka jest to jednak możliwe. Janni [Janni] podał wzór opisujący to prawdopodobieństwo, przy czym należy mieć na uwadze, że jest to prawdopodobieństwo zajścia reakcji jądrowej padającego protonu z jądrem atomu penetrowanego ośrodka na całej długości drogi protonu w tymże ośrodku, aż do jego całkowitego zatrzymania:

$$P(E_0) = 1 - \exp\left[-N_A \int_{E_f}^{E_0} \frac{dE}{\rho \frac{dE}{dx}} \frac{\sum_i r_i \sigma_i}{\sum_i r_i A_i}\right], \quad E > 10 \text{ eV}$$

gdzie:

E_0 – początkowa energia kinetyczna protonu,

E_f – końcowa energia kinetyczna protonu, przy której znajduje się on już niemal w spoczynku, tu przyjęta jako równa ok. 10 eV,

N_A – stała Avogadro,

dE – strata energii kinetycznej protonu,

dx – odcinek drogi przebytej przez proton,

ρ – gęstość ośrodka,

r_i – liczba atomów w cząsteczce i-tego pierwiastka w związku chemicznym stanowiącym ośrodek,

σ_i – przekrój czynny na niesprężystą reakcję jądrową dla i-tego pierwiastka w związku chemicznym,

A_i – względna masa atomowa i-tego pierwiastka w związku chemicznym.

Przykładowo, prawdopodobieństwo zajścia reakcji jądrowej dla protonu na całej jego drodze przelotu w wodzie jest praktycznie zerowe do energii protonu równej 2,5 MeV.

Następnie prawdopodobieństwo to rośnie, by dla 70 MeV osiągnąć około 6%, a dla 225 MeV jest to już prawie 27%. Powyżej energii 1000 MeV zajście reakcji jądrowej jest już niemal pewne (prawdopodobieństwo bliskie 100%). W Tabeli 2 zawarto prawdopodobieństwa zajścia reakcji jądrowych dla protonów o kilku wybranych energiach w różnych materiałach. Wyraźnie widać, iż dla protonów o energiach w zakresie terapeutycznym (60 – 250 MeV), zainicjowanie reakcji jądrowej w penetrowanym medium występuje stosunkowo często i jest to jeden z istotnych procesów, które należy brać pod uwagę rozważając możliwe scenariusze zachowania protonu w przenikającym ośrodku. W poniższej Tab. 1., przedstawiono prawdopodobieństwo zajścia niesprężystej reakcji jądrowej protonu z jądrami atomowymi w różnych ośrodkach dla kilku energii protonu.

Energia [MeV]	Prawdopodobieństwo zajścia niesprężystej reakcji jądrowej w danym materiale [%]					
	Powietrze	Woda	Lexan	Beton	Stal	Mosiądz
10	0,26	0,18	0,25	0,18	0,06	0,05
40	3,29	2,43	3,02	2,80	2,22	2,14
70	7,81	5,86	7,11	7,01	5,77	5,64
100	12,92	9,83	11,73	11,78	10,03	9,92
150	21,60	16,63	19,77	20,08	17,87	17,75
225	34,22	26,75	31,78	32,50	30,17	29,99
500	73,09	62,86	70,32	71,46	69,33	69,81
1000	97,69	95,40	97,41	97,27	96,48	96,31

Tab. 1. Prawdopodobieństwo zajścia niesprężystej reakcji jądrowej protonu z jądrami atomowymi w różnych ośrodkach dla kilku energii protonu - wg [Janni]

Jak wspomniano wcześniej, reakcja jądrowa protonu z jądrem atomowym ośrodka najczęściej prowadzi również do emisji wtórnych cząstek z nowo powstałego jądra. Wygenerowane w ten sposób cząstki mogą prowadzić do dalszych reakcji jądrowych w wyniku ich oddziaływania z jądrami atomowymi przenikającego ośrodka i cały proces może się powtarzać, aż do momentu utraty energii przez wtórne cząstki i zahamowania produkcji kolejnej generacji wtórnych

cząstek. Seltzer [Seltzer] podaje względną liczbę produkowanych cząstek wtórnych różnego rodzaju, w przypadku oddziaływania protonu z jądrem tlenu ^{16}O , podano w poniższej Tab. 2., pokazującej względną, w stosunku do jednego padającego protonu, produkcję różnych cząstek wtórnych w reakcjach jądrowych protonu z jądrami tlenu ^{16}O , dla kilku energii padającego protonu. Oznaczenia cząstek: n – neutron, p – proton, d – jądro deuteru, t – jądro trytu, 3He – jądro izotopu helu 3He , α – cząstka alfa - wg [Seltzer]

Energia [MeV]	Liczba produkowanych cząstek wtórnych na jeden padający proton					
	n	p	d	t	3He	α
10	0,00	0,69	0,00	0,000	0,000	0,33
20	0,04	0,94	0,07	0,000	0,004	0,77
40	0,26	1,11	0,15	0,007	0,018	0,95
60	0,41	1,31	0,15	0,017	0,033	0,94
100	0,60	1,57	0,14	0,32	0,044	0,91
150	0,73	1,75	0,13	0,48	0,048	0,81
200	0,75	1,79	0,11	0,52	0,046	0,80
250	0,77	1,82	0,10	0,53	0,046	0,79

Tab. 2. Względną, w stosunku do jednego padającego protonu, produkcja różnych cząstek wtórnych w reakcjach jądrowych protonu z jądrami tlenu ^{16}O , dla kilku energii padającego protonu.

Można zauważyć, iż w wyniku powyższej reakcji jądrowej produkowane są głównie protony, natomiast dużą część wtórnych cząstek stanowią również neutrony oraz cząstki alfa. Poniżej pokazano, jaka część energii padającego protonu zostaje średnio przeznaczona na energię kinetyczną wyprodukowanej cząstki wtórnej w zależności od jej rodzaju.

Energia [MeV]	Część energii kinetycznej padającego protonu unoszona przez daną cząstkę					
	n	p	d	t	3He	α
10	0,000	0,17	0,000	0,000	0,000	0,11
20	0,003	0,28	0,018	0,000	0,001	0,15
40	0,054	0,32	0,058	0,001	0,003	0,11
60	0,092	0,40	0,044	0,002	0,003	0,090
100	0,15	0,50	0,029	0,002	0,003	0,056
150	0,20	0,57	0,106	0,002	0,002	0,029
200	0,20	0,63	0,009	0,002	0,002	0,022
250	0,21	0,66	0,005	0,002	0,001	0,019

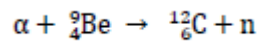
Tab. 3. Część energii kinetycznej padającego protonu jaką unosi dana wtórna cząstka. Wartości podano dla kilku różnych energii padającego protonu - wg [Seltzer].

W tym przypadku także można zaobserwować, że największą część energii pierwotnego protonu unoszą wtórne protony, w drugiej kolejności są to wtórne neutrony, zwłaszcza w

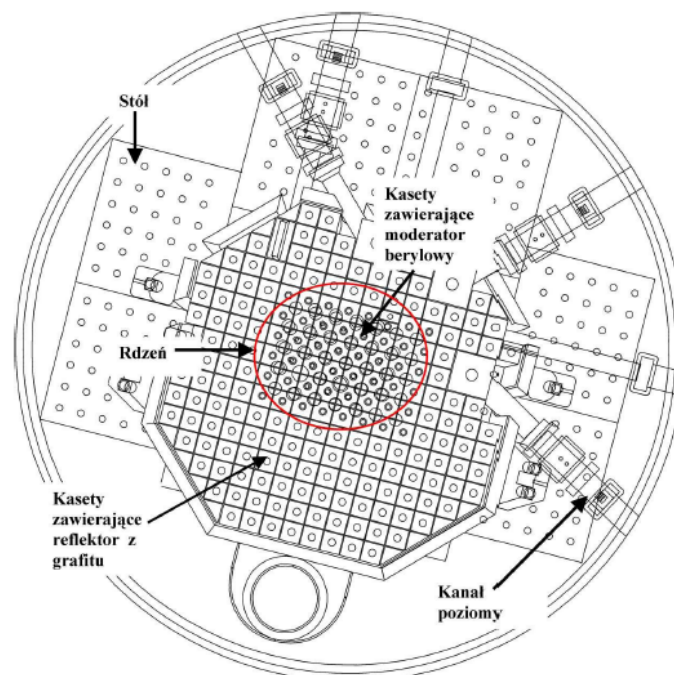
przypadku wysokiej energii padającego protonu. Wydaje się więc, że ważne jest, aby oprócz znajomości sposobów oddziaływania protonów z materią, mieć na uwadze rodzaje interakcji neutronów z materią, gdyż stanowią one istotną część produkowanych przez pierwotne protony cząstek wtórnych oraz unoszą one nieznaczny ułamek ich energii kinetycznej.

2.5. Promieniowanie neutronowe

Promieniowanie neutronowe jest promieniowaniem jonizującym, które składa się z wolnych neutronów i powstaje w wyniku rozszczepienia jądra, rozpadu i syntezy jądrowej. Neutrony można wytwarzać na kilka sposobów, z których najstarszym jest reakcja jądrowa cząstek alfa z jądrami izotopu berylu ${}^9\text{Be}$:



W klasycznym reaktorze jądrowym reakcję rozszczepienia jąder ${}^{235}\text{U}$ wywołują neutrony termiczne o energiach rzędu 1 - 100 meV. Paliwem jest uran wzbogacony w ${}^{235}\text{U}$ w ok. 20% (w reaktorach badawczych) i typowo ok. 2-5% w reaktorach energetycznych. Dla uzyskania odpowiednio dużych strumieni neutronów termicznych stosuje się moderatory - najczęściej wodę, beryl i grafit. Pręty bezpieczeństwa i pręty sterujące wykonywane są z reguły z węgla bora - materiału o dużej wytrzymałości mechanicznej i termicznej oraz wysokim przekroju czynnym na absorpcję neutronów w izotopie ${}^{10}\text{B}$. Poniższy rysunek pokazuje rdzeń reaktora *MARIA* w Świerku, widziany z góry.



Rys. 50. Widok z góry rdzenia reaktora *MARIA* w Świerku

Do otrzymania silnych strumieni neutronów wykorzystujemy *reakcję rozszczepienia* – z reguły jąder ^{235}U , w której to reakcji tworzą się dwa fragmenty rozszczepienia, tj. jądra o porównywalnej masie oraz 0 - 8 neutronów - średnio 2,4 - neutronów o energii kilku MeV. Biorąc pod uwagę odpowiednie energie wiązania okazuje się, że energia wyzwolona w takiej reakcji jest olbrzymia i wynosi ok. 200 MeV. Jak wielką jest ta energia można uświadomić sobie, gdy porówna się ją z energią wyzwalaną podczas spalania 1 atomu węgla w tlenie - ok. 4 eV. Nic więc dziwnego, że rozszczepienie 1 kg ^{235}U dostarcza $2 \cdot 10^{10}$ kcal energii, a więc tyle, co:

- 3000 ton węgla kamiennego
- 10000 ton węgla brunatnego
- 2300 ton ropy naftowej
- 2250 m³ gazu ziemnego
- 21000 ton trotylu (TNT)

Neutrony promieniowania w wyniku reakcji z materią oraz rozpadu wytwarzają zjonizowane cząsteczki, które oddziałując z jądrami atomów, powodują powstawanie nowych izotopów promieniotwórczych, które rozpadając się emitują kolejne kwanty promieniowania jonizującego. Promieniowanie neutronowe jest częścią promieniowania przenikliwego powstającego podczas wybuchu jądrowego. W rozszczepieniu jądra atomowego są neutrony:

- neutrony natychmiastowe,
- neutrony opóźnione.

Źródłem neutronów natychmiastowych może być reakcja rozszczepienia jąder pierwiastków ciężkich i reakcja syntezy deuteru z trytem lub tylko reakcja rozszczepienia. Neutrony te są emitowane w czasie około 10 μs . Natychmiastowe promieniowanie neutronowe występuje jako czynnik rażący tylko przy wybuchach jądrowych w atmosferze.

Źródłem neutronów opóźnionych przy wybuchu jądrowym są produkty rozszczepienia. Przeważająca część neutronów jest emitowana w ciągu pierwszych 10 sekund po wybuchu. Całkowita energia tych neutronów stanowi od kilku do kilkunastu procent całkowitej energii neutronów natychmiastowych emitowanych w czasie reakcji rozszczepienia. Współcześnie wykorzystuje się wiele rodzajów źródeł neutronów, między innymi w przemyśle czy w różnorodnych badaniach naukowych wykorzystujących cyklotron. W środowisku cyklotronu, stosowanego do celów radioterapii, nie mamy do czynienia z

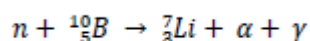
żadnym źródłem pierwotnych neutronów, jednakże wszelkie elementy narażone na bezpośredni kontakt z wykorzystywaną wiązką protonów mogą stanowić potencjalne źródło wtórnego promieniowania neutronowego, powstałego wskutek reakcji jądrowych padających protonów z jądrami atomów budujących dany obiekt [Gugula]. Podobnie jak dla protonów, również w przypadku neutronów, istotnym aspektem jest ich sposób oddziaływania z materią, który także w dużej mierze warunkowany jest właściwościami neutronu jako cząstki oraz jego energią. W poniższej tabeli, podano podział na rodzaje neutronów ze względu na ich energię.

Nazwa	Zakres energii
Neutrony termiczne	0,025 eV – 1 eV
Neutrony rezonansowe	1 eV – 1 keV
Neutrony prędkie	1 keV – 10 MeV
Neutrony superszybkie (relatywistyczne)	> 10 MeV

Tab. 5. Podział neutronów ze względu na ich energię (granice poszczególnych zakresów są dość płynne, ponadto można wprowadzić znacznie bardziej szczegółowy podział, w zależności od potrzeb) – wg [Nuclear]

Promieniowanie neutronowe jest bardzo przenikliwe, zasięg neutronów jest z reguły bardzo znaczny: w powietrzu neutrony (nawet o energii kilku milielektronowoltów) mogą przebyć odległości rzędu kilometrów. Ponieważ podstawowym oddziaływaniem neutronów jest oddziaływanie z jądrami, skuteczność tego oddziaływania nie rośnie monotonicznie z wartością liczby atomowej, jak to się dzieje w przypadku oddziaływania promieniowania X , ale zmienia się od izotopu do izotopu. Dwa izotopy różniące się jednym neutronem mogą rozpraszać neutrony w diametralnie różny sposób. Oddziaływanie jądrowe neutronów powoduje, że np. ołów nie stanowi dla neutronów poważnej przeszkody, podczas gdy parafina, zawierająca wodór, który jest bardzo dobrym rozpraszaczem neutronów, stosunkowo słabo przepuszcza neutrony.

Neutrony znalazły m.in. zastosowanie w radioterapii szczególnych nowotworów mózgu, tzw. glejaków. Terapia ta polega na wprowadzeniu w obszar nowotworu izotopu boru, ^{10}B , stanowiącego ok. 20% boru naturalnego. W reakcji neutronów o energiach rzędu kilku elektronowoltów z jądrami tego izotopu tworzy się jądro litu, cząstka alfa oraz kwant gamma:



Jonizacja komórek nowotworowych, wywołana cząstkami alfa i kwantami gamma niszczy te komórki. Opisana metoda terapeutyczna nosi w skrócie nazwę *BNCT* (od angielskiego *Boron Neutron Capture Therapy*). Nie jest ona powszechnie stosowana ze względu na stosunkowo krótką (ok. 2 lat) przeżywalność pacjentów. Niemniej jednak w dzisiejszej medycynie 2 lata, to długi okres, podczas którego można mieć nadzieję na znalezienie lepszych środków terapeutycznych.

2.5.1. Oddziaływanie neutronów z materią

2.5.1.1. Oddziaływanie neutronów z elektronami atomów

Neutron, będąc cząstką o wypadkowym zerowym ładunku elektrycznym, wchodzi w interakcje przede wszystkim z jądrami atomów ośrodka poprzez oddziaływanie silne. Jednakże, warto nadmienić, że oddziaływanie neutronu z elektronami atomów także jest możliwe i to z dwóch powodów. Po pierwsze, neutron posiada niezerowy moment magnetyczny, a zatem może oddziaływać poprzez magnetyczne oddziaływanie *dipol-dipol* z elektronem (który także posiada niezerowy moment magnetyczny) oraz z polem magnetycznym wytworzonym przez prąd powstały wskutek ruchu tegoż elektronu w atomie. Po drugie, mimo iż wypadkowy ładunek elektryczny neutronu jest zerowy, posiada on wewnętrzną strukturę i mogą w niej wystąpić obszary o niezerowej gęstości ładunku elektrycznego, co prowadzi do oddziaływania elektrostatycznego z elektronem obdarzonym ładunkiem ujemnym [Foldy]. Oddziaływanie neutronu z elektronem jest jednak zanedbywalne. W zupełności wystarczające jest przyjęcie, iż neutron penetrujący dany ośrodek oddziałuje jedynie z jądrami atomów tego ośrodka. W wyniku takiej interakcji może dojść do szeregu procesów: sprężystego bądź niesprężystego rozproszenia neutronu, wychwytu neutronu przez jądro z następującą po nim emisją wtórnych cząstek (neutronów, protonów, cięższych jonów itp.) lub promieniowania gamma (tzw. wychwyt radiacyjny) czy nawet rozszczepienia jądra bądź jego spalacji [Martin, Ahmed].

2.5.1.2. Sprężyste rozpraszanie neutronów na jądrach atomowych

Przy rozproszeniu sprężystym neutronu energia kinetyczna układu *neutron-jądro atomowe* jest zachowana. Rozproszenie to możemy podzielić na dwa rodzaje, w pierwszym z nich, tzw. rozproszeniu potencjałowym neutron nie wnika do jądra, część jego energii przekazywana jest do jądra i zmienia ulega jego trajektoria. Drugi rodzaj sprężystego rozproszenia to tzw. rozproszenie rezonansowe. Zachodzi ono gdy energia kinetyczna

neutronu ma odpowiednią wartość i jest on wówczas absorbowany przez jądro wskutek czego tworzy się tzw. jądro rezonansowe, a następnie z tego jądra emitowany jest neutron o takiej energii, aby całkowita energia kinetyczna układu została w całym tym procesie zachowana. Sprężyste rozpraszanie neutronów na jądrach atomowych jest jednym z głównych procesów odpowiadających za znaczną utratę energii neutronów i ich spowalnianie w przenikającym ośrodku. Średnią stratę energii neutronu na jedno sprężyste rozproszenie można obliczyć w następujący sposób [Rinard]:

$$E_{\text{loss}} = \frac{2EA}{(A + 1)^2}$$

gdzie:

E – energia kinetyczna neutronu przed zderzeniem,

A – względna masa atomowa jądra, z którym oddziałuje neutron.

Można zauważyć, że neutron traci tym więcej energii, im lżejsze jest jądro, na którym następuje rozproszenie, toteż lekkie materiały najlepiej nadają się na moderatory (spowalniacze) neutronów. Dla wodoru ($A = 1$) średnia strata energii kinetycznej neutronu w pojedynczym zderzeniu jest największa i wynosi połowę jej początkowej wartości. Przekrój czynny na rozpraszanie sprężyste neutronów jest dla większości ośrodków w przybliżeniu stały dla neutronów o energiach do około 1 MeV. Przy większych energiach istotną rolę może zacząć odgrywać rozproszenie rezonansowe, co prowadzi do występowania lokalnych wzrostów lub spadków przekroju czynnego (nawet o kilka rzędów wielkości) na rozpraszanie sprężyste dla szczególnych energii padającego neutronu (związane jest to z możliwością powstania jądra rezonansowego na skutek absorpcji padającego neutronu, co opisano powyżej) [Lamarsh]. Gdy energia padającego neutronu dalej wzrasta, następuje efekt nakładania się pików rezonansowych i przekrój czynny staje się gładką funkcją energii padającego neutronu.

2.5.1.3. Niesprężyste oddziaływanie neutronów z jądrami atomowymi

W procesie rozproszenia niesprężystego neutron uderza w jądro atomowe tworząc jądro złożone, które znajduje się w stanie wzbudzone. Jądro złożone następnie deekscytuje poprzez emisję neutronu (o energii niższej niż energia pierwotnego neutronu, ponieważ jej część została przekazana na wzbudzenie jądra) oraz ewentualnie promieniowania gamma. W procesie tym energia kinetyczna układu neutron-jądro nie jest zachowana. Rozpraszanie

niesprężyste jest procesem progowym, tzn. jego wystąpienie jest możliwe jedynie wtedy, gdy energia padającego na jądro atomowe neutronu jest większa niż pewna progowa wartość. Ponadto, wartość energii progowej maleje wraz ze wzrostem liczby nukleonów w jądrze, toteż rozpraszanie niesprężyste ma istotne znaczenie zwłaszcza w przypadku ciężkich jąder atomów ośrodka lub w przypadku jąder o średniej masie, ale dla neutronów o wysokich energiach (rzędu przynajmniej kilku lub kilkunastu MeV) [Lamarsh].

Dla lekkich jąder jest to często proces zaniechany, a dla jądra wodoru w ogóle niemożliwy, gdyż nie posiada ono stanów wzbudzonych [IAEA]. Innym wspomnianym wcześniej rodzajem reakcji jest wychwytywanie neutronu przez jądro atomowe. Po takim akcie absorpcji neutronu jądro jest zawsze w stanie wzbudzonym i może deekscytować w różny sposób. Jednym z nich jest emisja promieniowania gamma, wówczas mamy do czynienia z tzw. wychwytem radiacyjnym. Wskutek wychwytywania neutronu jądro może emitować również inne cząstki, np. neutrony, protony czy cząstki alfa. Podobnie jak w przypadku niesprężystych reakcji jądrowych protonów z jądrem atomowym, tak i każde zjawisko wychwytywania neutronu prowadzi do powstania nowego jądra atomowego, które w wielu przypadkach jest w dalszym ciągu niestabilne (jest jądrem jakiegoś promieniotwórczego izotopu) i może po pewnym czasie ulec rozpadowi promieniotwórczemu, któremu przeważnie towarzyszy emisja promieniowania gamma. Charakter zależności przekroju czynnego od energii padającego neutronu jest w przypadku wszelkiego rodzaju wychwytywania podobny jak dla rozproszenia sprężystego, choć występują między nimi niewielkie różnice. Po pierwsze można wyróżnić tu wyraźnie oddzielne trzy obszary: tzw. obszar zależności $1/v$ (gdzie v to prędkość padającego neutronu), obszar rezonansowy oraz obszar neutronów prędkich, które są ułożone w kolejności zgodnej ze wzrostem energii neutronu. W pierwszym przypadku przekrój czynny na wychwytywanie neutronu przez jądro atomowe ośrodka maleje wraz ze wzrostem prędkości, a co za tym idzie energii, padającego neutronu. Dzieje się tak, ponieważ dla mniejszych prędkości neutronu, oddziaływanie silne pomiędzy neutronem a jądrem atomowym ma niejako więcej czasu na zaistnienie. Energia kinetyczna neutronu jest proporcjonalna do kwadratu jego prędkości, w związku z czym można zapisać następującą zależność między przekrojem czynnym na wychwytywanie (σ_c) a odpowiednio prędkością (v) lub energią (E) neutronu:

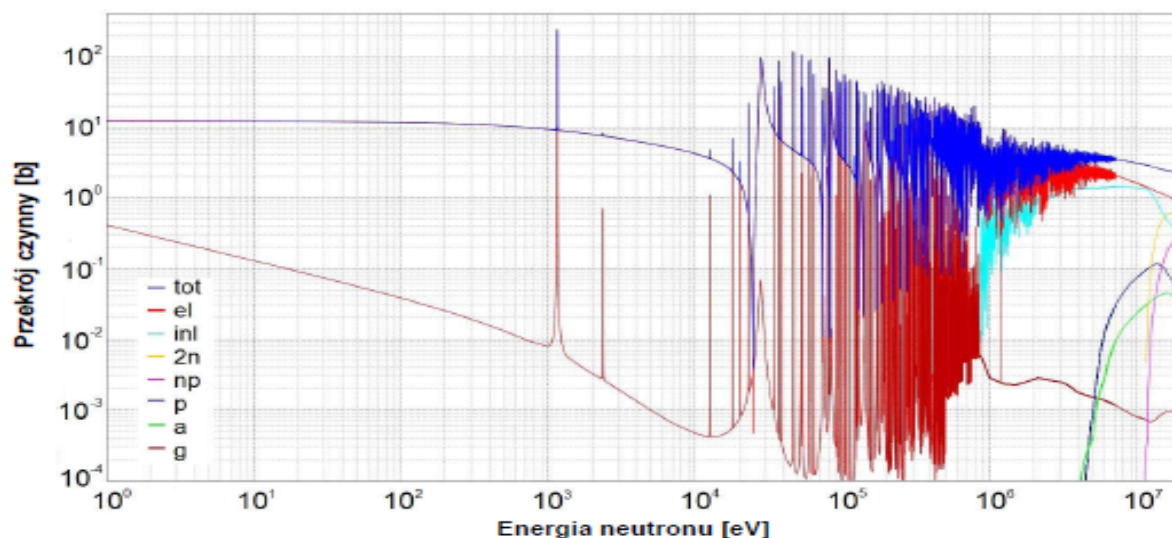
$$\sigma_c \sim \frac{1}{v} \sim \frac{1}{\sqrt{E}}$$

Zależność ta jest prawdziwa tylko dla niewielkich energii neutronu. Dla wyższych energii neutronu (od rzędu eV dla bardzo ciężkich jąder do rzędu MeV dla najlżejszych jąder) obowiązuje obszar rezonansowy. Jednak w przeciwieństwie do rozpraszania sprężystego, w przypadku wychwyty obserwowane w wykresie przekroju czynnego piki zwrócone są zawsze w górę, czyli są to lokalne wzrosty wartości przekroju czynnego (brak spadków ich wartości), niekiedy o kilka rzędów wielkości [Kaiba]. Ponadto piki te są symetryczne (w przeciwieństwie do asymetrycznych pików związanych z rozproszeniem sprężystym) oraz węższe niż te dla rozprożeń sprężystych. Powyższy fakt wiąże się z tym, iż czas życia wzbudzonego jądra złożonego jest odwrotnie proporcjonalny do szerokości piku, dlatego są one węższe w przypadku wychwyty (jądra złożone powstałe wskutek wychwyty żyją dłużej).

Wraz ze wzrostem energii neutronu rośnie również częstość występowania pików rezonansowych, aż w końcu dochodzi do ich nakładania się. Dla jeszcze większych energii padającego neutronu w obszarze neutronów prędkich przekrój czynny jest już ciągłą i gładką funkcją energii neutronu (podobnie jak to miało miejsce z rozpraszaniem sprężystym). W ogólności dla bardzo niskich energii padających neutronów (mniejszych niż ok. 1 meV) dominować może dowolny rodzaj oddziaływania. Zwiększając energię padającego neutronu swoją dominację zaczyna przejawiać zjawisko rozproszenia sprężystego (kiedy to przekrój czynny na rozproszenie niesprężyste i wszelkie wychwyty spadł już znacząco zgodnie z relacją $1/v$, natomiast przekrój czynny na rozproszenie sprężyste ciągle utrzymuje się na stałym poziomie). Zwiększając energię neutronu jeszcze bardziej (do rzędu MeV), coraz większą część oddziaływań neutronu z jądrami atomowymi ośrodka zaczynają stanowić rozproszenia niesprężyste oraz wszelkiego rodzaju wychwyty, a także procesy spalacji, prowadzące do powstania nowych promieniotwórczych jąder w penetrowanym przez neutrony materiale.

Dla energii rzędu kilkudziesięciu czy kilkuset MeV, przekrój czynny na zajście tych procesów może już przewyższać ten odpowiadający rozproszeniu sprężystemu. Wykres zależności przekroju czynnego na niesprężyste rozproszenie neutronu oraz jego wychwyty przez jądra atomowe żelaza ^{56}Fe w zależności od jego energii został zawarty na poniższym rysunku, wraz z wymienionym wcześniej wykresem dla rozproszenia sprężystego.

Celem zachowania czytelności, skalę energii ograniczono oddolnie wartością 1 eV. Poniżej około 1 meV (niewidoczne na wykresie) dominującym rodzajem oddziaływania jest już wychwyty radiacyjny, a nie rozproszenie sprężyste.



Rys. 51. Przekrój czynny na zajście określonego oddziaływania neutronu z jądrem żelaza ^{56}Fe w zależności od energii padającego neutronu.

Oznaczenia oddziaływań związanych z powyższymi wykresami:

tot – całkowity przekrój czynny (suma wszystkich pozostałych),

el – rozproszenie sprężyste,

inl – rozproszenie niesprężyste,

2n, np., p, a, g – wychwyty neutronu z emisją kolejno: dwóch neutronów, neutronu i protonu, protonu, cząstki alfa, kwantu promieniowania gamma (wychwyt radiacyjny) – wg [Nuclear2]

2.5.2. Określanie prawdopodobieństwa zajścia reakcji jądrowej neutronu z jądrami atomów ośrodka

W przypadku neutronów jednoznaczne określenie prawdopodobieństwa zajścia danego rodzaju oddziaływania na podstawie znajomości przekroju czynnego na to oddziaływanie nie jest trywialne. Dla neutronów oblicza się często inną wielkość, tzw. makroskopowy przekrój czynny (ang. *macroscopic cross-section*) na dane oddziaływanie, który reprezentuje efektywne pole powierzchni wszystkich jąder atomowych zawartych w pewnej objętości penetrowanego medium, w które musi trafić padająca cząstka, aby doszło do danego oddziaływania. Na podstawie tej wielkości oblicza się także średnią drogę swobodną (ang. *mean free path*) neutronu w danym ośrodku, czyli średnią odległość jaką neutron przebywa w rozważanym materiale pomiędzy dwoma kolejnymi oddziaływaniami. Powyższe wielkości można wyznaczyć w następujący sposób [Lamarsh]:

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma} = \frac{M_{\text{mol}}}{\rho N_A \sigma}$$

gdzie:

λ – średnia droga swobodna neutronu,

Σ – makroskopowy przekrój czynny,

M_{mol} – masa molowa ośrodka,

ρ – gęstość ośrodka,

N_A – stała Avogadro,

σ – mikroskopowy przekrój czynny.

Powyższy wzór można stosować do różnego rodzaju oddziaływań, czyli wyznaczać średnią drogę swobodną dla neutronów w danym materiale np. tylko ze względu na ich absorpcję, rozszczepienie itd. W Tabeli 6 zawarto mikroskopowe i makroskopowe przekroje czynne oraz wartości średniej drogi swobodnej obliczone dla neutronów o różnych energiach w różnych ośrodkach.

Ośrodek	Energia [eV]	Mikroskopowy przekrój czynny [mb]	Makroskopowy przekrój czynny [mb]	Średnia droga swobodna [cm]
Fe-56	0,0253	2591	0,219	4,56
	1000	5,7	0,0005	2070
	całka: 0,5 - 10 ⁷	1355	0,115	8,72
	1,4 · 10 ⁷	618	0,052	19,1
	10 ⁸	710	0,060	16,6
Al-27	0,0253	230	0,014	72,2
	1000	1,58	0,0001	10500
	całka: 0,5 - 10 ⁷	123	0,007	135
	1,4 · 10 ⁷	488	0,029	34,0
	10 ⁸	386	0,023	43,0
C-12	0,0253	4	0,0004	2320
	1000	0,2	0,00002	46400
	całka: 0,5 - 10 ⁷	1,9	0,0002	4880
	1,4 · 10 ⁷	73	0,008	127
	10 ⁸	-	-	-
B-10	0,0253	3837000	541	0,00185
	1000	-	-	-
	całka: 0,5 - 10 ⁷	1720000	242	0,00413
	1,4 · 10 ⁷	256	0,036	27,7
	10 ⁸	-	-	-

Tab. 6. Mikroskopowy i makroskopowy przekrój czynny na dowolną reakcję wychwytu neutronu (bez uwzględniania rozprożeń sprężystego i niesprężystego) o określonej energii w danym ośrodku oraz określona dla nich wartość średniej drogi swobodnej.

Przedział energii od 0,5 eV do 10⁷ eV obejmuje w każdym przypadku obszar rezonansowy dla danego materiału – wg [Koning, Shibata]

3. Oddziaływanie promieniowania gamma z materią

Ogólnie biorąc, oddziaływanie fotonów z materią jest znacznie słabsze niż oddziaływanie naładowanych cząstek, o czym przekonujemy się z faktu, że promieniowanie X i γ o tej samej energii co promieniowanie korpuskularne jest bez porównania bardziej przenikliwe. Ponadto powoduje ono, że trudno jest tym razem mówić o konkretnym miejscu oddziaływania fotonu; miejsce to określane jest w sposób czysto statystyczny i jedyne, co możemy powiedzieć, to jaka część fotonów miała udział w konkretnym oddziaływaniu na określonej drodze. Pojęcie zasięgu traci po prostu sens. Promieniowanie gamma może oddziaływać z materią na kilka sposobów, z których najważniejsze to efekt fotoelektryczny, rozpraszanie Comptona, kreacja par (lub trypletów) elektron-pozyton oraz rozpraszanie Rayleigha.

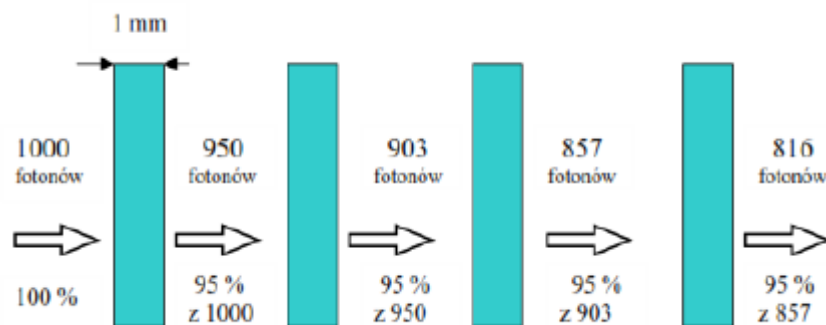
Skutki oddziaływania promieniowania X i gamma w materii

W zasadzie promieniowanie X i gamma wywołuje cztery podstawowe skutki:

- Jonizację powietrza i innych gazów, w wyniku której gazy zaczynają przewodzić prąd elektryczny. Efekt ten wykorzystywany jest m.in. w detekcji promieniowania X i gamma
- Jonizację atomów w komórkach, w wyniku której mogą wystąpić uszkodzenia radiacyjne np. materiału genetycznego
- Jonizację, która powoduje pobudzenie atomów do świecenia
- Zaczernienie filmu rentgenowskiego, będące wynikiem jonizacji halogenków srebra i bromu, znajdujących się w kliszy; zaczernienie filmu może być też wywołane promieniowaniem korpuskularnym
- Jonizację, która powoduje podgrzanie materiału, kiedy większa część zaabsorbowanej energii idzie na pobudzenie molekuł do drgań. Pobudzenie to prowadzi do lekkiego ogrzania ośrodka.

3.1. Absorpcja promieniowania gamma

Wielkością charakteryzującą oddziaływanie promieniowania γ z materiałą jest **liniowy współczynnik absorpcji**, μ , lub tzw. **grubość połówkowa** warstwy, *HVL* (*Half-Value Layer*). Wielkości te definiujemy poprzez efekt osłabiania promieniowania przy przejściu przez warstwę o danej grubości x . Ponieważ każda warstwa o identycznej grubości przepuszcza taki sam ułamek fotonów, co pokazano na poniższym rysunku:



Rys. 52. Przechodzenie fotonów przez kolejne, identyczne warstwy materii

zatem liczba fotonów, która przenika tę warstwę, $N(x)$ wynosi:

$$\frac{N(x)}{N(0)} = e^{-\mu x}$$

gdzie: $N(0)$ oznacza tu liczbę padających fotonów, a μ - liniowy współczynnik pochłaniania, który mierzymy w cm^{-1} (gdy grubość x mierzymy w cm). Jest on miarą prawdopodobieństwa oddziaływania i jest także proporcjonalny do gęstości materii (w szczególności - liczby elektronów w jednostce objętości).

Grubość, dla której:

$$\frac{N(x)}{N(0)} = \frac{1}{2}$$

to właśnie grubość połówkowa, *HVL*.

Można pokazać, że

$$HVL = \frac{\ln 2}{\mu} = \frac{0,693}{\mu}$$

Czasami wygodnie jest posługiwać się nie tyle liniowym, ile tzw. **masowym współczynnikiem pochłaniania**, wyrażającym prawdopodobieństwo oddziaływania promieniowania z jednostką masy materiału. Współczynnik ten [w cm^2/g] otrzymujemy dzieląc liniowy współczynnik pochłaniania przez gęstość materiału ρ [g/cm^3]:

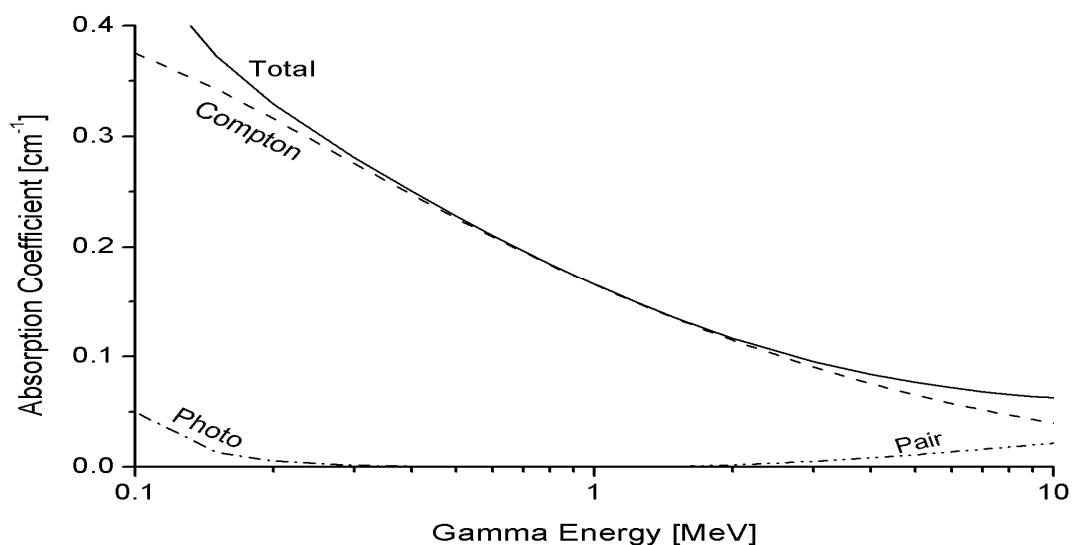
$$\mu_{mass} = \mu/\rho$$

Na poziomie atomowym definiujemy **atomowy współczynnik pochłaniania**, jako masowy współczynnik pochłaniania, mierzony w cm^2 , przypadający na jeden atom ośrodka, tj.

$$\mu_{atom} = \mu_{mass}/(N_A/A)$$

gdzie N_A oznacza liczbę Avogadro, natomiast A - jest liczbę masową ośrodka.

Promieniowanie gamma przechodząc przez materię jest pochłaniane (absorpcja). Wielkość pochłaniania zależy od energii promieniowania, co pokazano na poniższym rysunku.



Rys. 53. Współczynnik absorpcji promieniowania gamma

Wykładniczy charakter absorpcji promieniowania gamma (*total*), tutaj: w aluminium. Liniami przerywanymi zaznaczono poszczególne składowe odpowiedzialne za pochłanianie.

Za pochłanianie promieniowania gamma odpowiadają następujące zjawiska (w nawiasie podane są opisy odnoszące się do powyższego wykresu):

3.1.1. Wewnętrzny efekt fotoelektryczny (Photo), w wyniku którego promieniowanie gamma oddaje energię elektronom, odrywając je od atomów lub przenosząc na wyższe poziomy energetyczne. Zjawisko fotoelektryczne polega na absorpcji padającego fotonu gamma przez jeden z elektronów silnie związanych z jądrem atomowym (leżącym na wewnętrznych, bliskich jądra orbitach w atomie). Taki elektron jest następnie emitowany z atomu, uzyskując energię kinetyczną (E_k) równą różnicy energii padającego fotonu (E_f) i energii wiązania danego elektronu w atomie (E_w). Energię kinetyczną elektronu opisuje wzór:

$$E_k = E_f - E_w$$

Przekrój czynny na pojedynczy atom (jego jednostka to cm^2/atom) na zajście zjawiska fotoelektrycznego w funkcji liczby atomowej ośrodka i energii padającego fotonu ma następującą postać:

$$\sigma_{\text{EF}} \sim \frac{Z^m}{E^n}$$

gdzie:

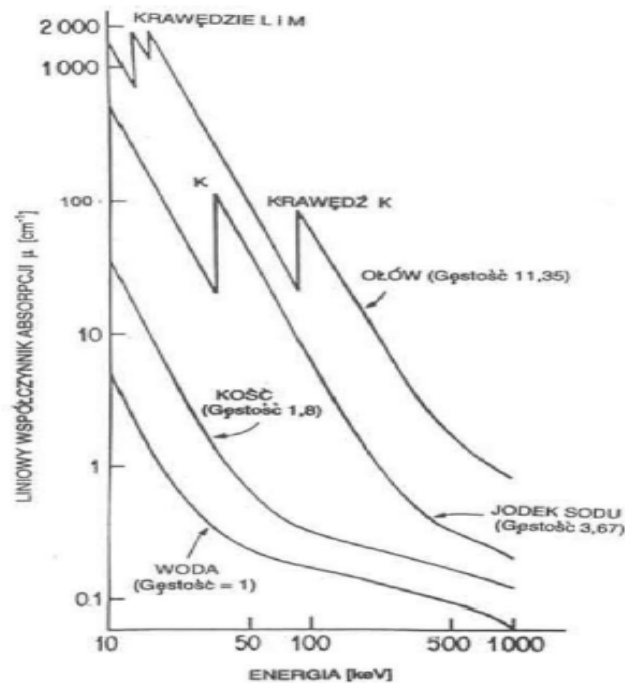
Z – liczba atomowa ośrodka,

E – energia padającego fotonu.

Współczynniki m i n mogą przyjmować różne wartości w zależności od energii padającego kwantu promieniowania gamma. Współczynnik m przyjmuje wartości od około 4 dla niskich (rzędu 0,1 MeV) do 5 dla wysokich (kilka MeV) energii padającego fotonu. Współczynnik n przybiera wartości od około 3 do 1 dla odpowiednio niskich i wysokich energii fotonów [Attix]. Wynika stąd, iż prawdopodobieństwo zajścia efektu fotoelektrycznego jest tym wyższe, im wyższa jest liczba atomowa materiału ośrodka penetrowanego przez promieniowanie gamma oraz maleje wraz ze wzrostem energii tego promieniowania.

Utworzony w wyniku efektu fotoelektrycznego pusty stan na wewnętrznej powłoce K , L lub M , zostaje stopniowo zapełniany przez elektrony z wyższych poziomów. Przy takim "spadaniu" elektronu z poziomu wyższego na niższy emitowane jest promieniowanie

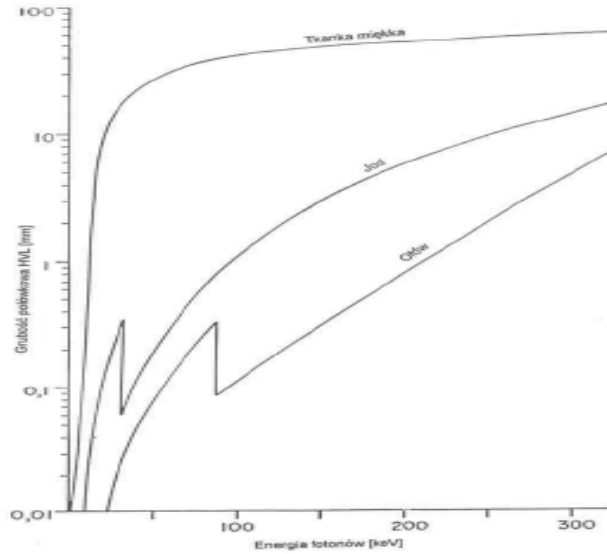
charakterystyczne X lub elektron Auger'a. Z kolei, elektron wybity z atomu w procesie fotoelektrycznym traci swą energię na jonizację ośrodka i wzbudzenie elektronów, z którymi oddziałuje na swej drodze, co pokazano na poniższym rysunku.



Rys. 54. Zależność liniowego współczynnika absorpcji (μ) od energii fotonów dla różnych materiałów

Prawdopodobieństwo zajścia zjawiska fotoelektrycznego maleje szybko z energią fotonu, jak E^{-3} , a więc dwukrotne zwiększenie energii fotonu oznacza ośmiokrotny spadek tego prawdopodobieństwa. Spadek ten nie zawsze jest monotoniczny. Mianowicie, gdy energia fotonu osiąga energię wiązania elektronów na danej orbicie, prawdopodobieństwo procesu gwałtownie wzrasta, jako że nagle pojawiają się dodatkowe elektrony, które można wybić z atomu. Energie, przy których to zachodzi noszą nazwę **krawędzi absorpcji**. Np. dla ołowiu energia wiązania elektronu na powłoce K wynosi 88 keV.

Prawdopodobieństwo zajścia zjawiska fotoelektrycznego zależy też silnie od liczby atomowej Z ośrodka. Zmienia się ono bowiem jak Z^4 . Prawdopodobieństwo zajścia zjawiska fotoelektrycznego przy energii 90 keV jest sześciokrotnie większe niż przy energii 80 keV i zbliżone do wartości odpowiadającej energii 45 keV, co pokazano na poniższym rysunku.



Rys. 55. Zależność grubości połowkowej HVL od energii fotonów w różnych materiałach

W zjawisku fotoelektrycznym kwanty promieniowania gamma oddziałują z elektronami atomów, w wyniku, czego fotony zostają pochłonięte a ich energia padającego fotonu (E_f) zostaje zużyta na pokonanie energii wiązania E_w elektronu, i nadanie mu energii kinetycznej: $E_k = E_f - E_w$. Zjawisko zachodzi najsilniej dla elektronów wewnętrznych, silnie związanych z jądrem. Mikroskopowy przekrój czynny na absorpcję fotoelektryczną przez pojedynczy atom o liczbie atomowej Z :

$$\tau = \tau_0 \cdot \frac{Z^5}{(h\nu)^3}$$

Masowy współczynnik absorpcji fotoelektrycznej: $\mu_m^f = \tau \cdot \frac{n_0}{\rho} = \tau \cdot \frac{N_A}{M} [cm^2/g]$ gdzie n_0 – liczba atomów/jąder w $1cm^3$ danego ośrodka, N_A – liczba Avogadra, M – masa molowa atomu, ρ – gęstość ośrodka.

Współczynnik absorpcji obliczany na atom ośrodka jest sumą współczynników dla poszczególnych procesów zachodzących w atomie. Tak więc, to co nas interesuje, to efekt wypadkowy. Powyższe dwa rysunki zależności współczynnika absorpcji (na atom) i grubości połowkowej, uwzględniające efekt fotoelektryczny i efekt Comptona, jako że w obszarze energii pokazanym na rysunkach efekt tworzenia par jest nieznaczny.

3.1.2. Rozpraszanie komptonowskie (Compton).

Kolejnym sposobem oddziaływania promieniowania gamma z materią jest

rozpraszanie Comptona (komptonowskie). Podczas zderzenia fotonu z elektronem foton może zachować się również, jak kula bilardowa i przekazać elektronowi tylko część swej energii. W literaturze naukowej często odróżnia się proces absorpcji, a więc pochłaniania promieniowania, od procesu osłabiania promieniowania. W istocie rzeczy chodzi tu jedynie o to, że fotonu nie da się zatrzymać - może on tylko przekazać całość lub część swej energii na któryś z omawianych tu procesów. W wyniku całkowitego przekazania energii foton znika - następuje absorpcja. Osłabienie wiązki (jej natężenia mierzonego w kierunku wiązki padającej) jest przede wszystkim wynikiem rozpraszania fotonów w materii. Energia przekazana elektronowi, a więc i tracona przez foton zależy wtedy od kąta pomiędzy kierunkami padającego i rozpraszanego fotonu.

Rozpraszanie Comptona jest niekoherentnym rozpraszaniem kwantu promieniowania gamma, o energii $h\nu_0$, na elektronach walencyjnych (quasiswobodnych) [Haduch]. Część energii zostanie przekazana elektronowi o masie spoczynkowej m_e , który doznaje odrzutu, foton natomiast zmienia kierunek dalszego lotu. Energię $h\nu$ rozproszonego fotonu, pod kątem φ , obliczamy wg zależności:

$$h\nu = \frac{h\nu_0}{1 + \frac{h\nu_0}{m_e c^2} \cdot (1 - \cos \varphi)}$$

gdzie:

Masowy współczynnik rozpraszania Comptonowskiego: $\mu_m^c = \sigma_c \cdot \frac{n_0}{\rho} = \sigma_e \cdot Z \cdot \frac{N_A}{M} [cm^2 / g]$

gdzie: σ_c – przekrój czynny na rozpraszanie comptonowskie, σ_e – przekrój czynny 1 elektronu.

W rozpraszaniu komptonowskim elektrony słabo związane lub swobodne doznają przyspieszenia w kierunku rozchodzenia się promieniowania. W pojedynczym akcie oddziaływania następuje niewielka zmiana energii kwantu gamma. W wyniku oddziaływania z wieloma elektronami kwant gamma wytraca swą energię. Jest to najważniejszy sposób oddawania energii przez promieniowanie gamma. W tym rozpraszaniu, foton padający na atom ośrodka uderza w jeden ze słabo związanych z jądrem elektronów (leżący na jednej z zewnętrznych orbit, dalej od jądra).

W wyniku takiego oddziaływania padający foton zmienia swój kierunek toru lotu oraz przekazuje część swojej energii elektronowi. Elektron zostaje wyrwany z atomu i unosi przekazaną mu energię kinetyczną. Stosując zasadę zachowania pędu oraz energii i wykorzystując relatywistyczne wzory mechaniki można obliczyć energię uzyskaną przez

elektron, przy założeniu, że elektron jest niezwiązany i przed oddziaływaniem spoczywa, co jest wystarczająco dobrym przybliżeniem rzeczywistej sytuacji:

$$E_{el} = E_f \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{E_f}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \right)$$

gdzie:

E_f – energia padającego fotonu,

m_e – masa elektronu,

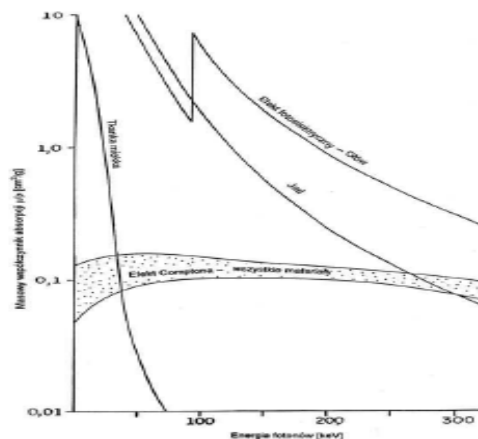
c – prędkość światła w próżni,

θ – kąt rozproszenia fotonu.

Z dobrym przybliżeniem można przyjąć, że przekrój czynny na rozproszenie komptonowskie fotonu gamma jest praktycznie niezależny od liczby atomowej ośrodka (ze względu na upraszczające założenie, iż oddziałujący z fotonem elektron nie jest związany w atomie) oraz odwrotnie proporcjonalny do energii padającego fotonu [Attix]. A zatem przekrój czynny na rozpraszanie komptonowskie na jeden elektron można zapisać następująco:

$$\sigma_{RC} \sim \frac{1}{E}$$

gdzie E to energia padającego fotonu. Warto zauważyć, że przekrój czynny na rozpraszanie komptonowskie obliczony na jeden atom musi być zatem proporcjonalny do wyrażenia Z/E , gdzie Z to liczba atomowa danego atomu ośrodka, a co za tym idzie liczba elektronów w danym atomie. Prawdopodobieństwo procesu Comptona maleje ze wzrostem energii i jest proporcjonalne do liczby Z , co pokazano na poniższym rysunku.



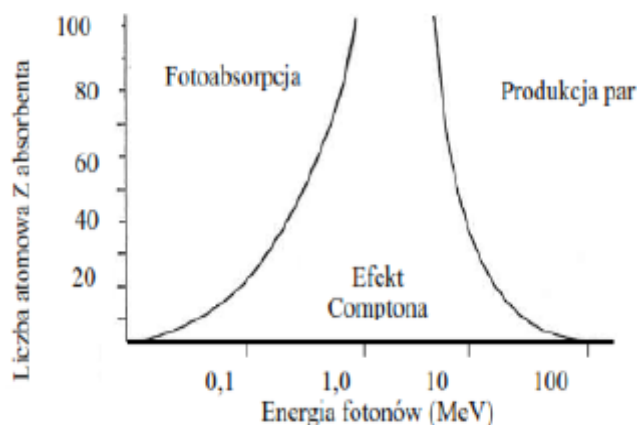
Rys. 56. Wkład efektu fotoelektrycznego i comptonowskiego do masowego współczynnika absorpcji

Liniowy współczynnik absorpcji będzie więc też proporcjonalny do Z , masowy zaś będzie od Z niezależny. Proporcja udziałów procesu fotoelektrycznego i comptonowskiego zależy silnie od liczby masowej materiału i energii użytego promieniowania. Wkład efektu fotoelektrycznego i comptonowskiego w masowy współczynnik absorpcji dla różnych energii fotonów i różnych materiałów pokazany

Rozpraszanie bez zmiany kierunku fotonu i rozpraszanie wstecz zachodzi z różnym prawdopodobieństwem. Rozpraszanie comptonowskie odgrywa w szczególności ważną rolę w obrazowaniu, np. w medycynie nuklearnej, gdyż osłabia ono jakość otrzymywanych obrazów.

3.1.3. Krecja par elektron-pozyton (Pair).

W tym zjawisku, kwant gamma (foton), który znajdzie się w polu elektrycznym jądra atomowego znika i w jego miejsce powstaje para elektron – pozyton. Innymi słowy, kwant gamma uderzając o jądro atomowe, powoduje powstanie par cząstka-antycząstka. Proces ten występuje dla fotonów o energii równej co najmniej dwóm masom spoczynkowym elektronu, tj. 1,02 MeV, gdyż jest to proces polegający na przemianie części energii fotonu w masę. Powstają wtedy jednocześnie cząstka - elektron i antycząstka - pozyton. Nadmiar energii (ponad wspomniane 1,02 MeV) idzie na nadanie parze odpowiedniej energii kinetycznej. Prawdopodobieństwo takiego procesu rośnie z energią fotonu i jest proporcjonalne do Z^2 ośrodka.



Rys. 57. Zmiana dominacji różnych procesów oddziaływania fotonów w absorbencie o danej liczbie atomowej Z , w funkcji energii

Powyższy sposób oddziaływania jest zjawiskiem progowym, pierwotny foton musi posiadać minimalną energię niezbędną do wytworzenia dwóch nowych

cząstek. W zjawisku kreacji par, tworzenie się par pozyton-elektron następuje w polu kulombowskim jądra, kosztem energii fotonu $h\nu_0$, przy spełnieniu warunku:

$$h\nu_0 > 2m_e c^2 = 2 \cdot 0,511 \text{ MeV} = 1,022 \text{ MeV}$$

Wartość tej minimalnej energii jest równa sumie energii spoczynkowych elektronu i pozytonu (po 511 keV każda), czyli w dobrym przybliżeniu 1022 keV (1,022 MeV). Nadwyżka energii pierwotnego fotonu (ponad wartość progową) jest unoszona przez nowo powstałe cząstki. Masowy współczynnik kreacji par określa poniższy wzór:

$$\mu_m^p = \kappa \cdot \frac{n_0}{\rho} = \kappa \cdot \frac{N_A}{M} [\text{cm}^2 / \text{g}]$$

Istnieje także możliwość kreacji trzech cząstek (tzw. trypletu). W takim przypadku całe zjawisko zachodzi w polu kulombowskim już nie jądra atomowego, ale pojedynczego elektronu. Foton ponownie znika i w jego miejsce powstają elektron oraz pozyton, natomiast trzecią wyprodukowaną cząstką jest ten elektron, w którego polu elektrycznym całe oddziaływanie miało miejsce, i staje się on nierozróżnialny z elektronem powstałym w wyniku unicestwienia fotonu. Progowa wartość energii dla tego zjawiska jest wyższa i równa czterem energiom spoczynkowym elektronu, wynosi zatem około 2044 keV. Wynika to z konieczności zachowania pędu układu [Attix]). W przypadku produkcji trypletu nadmiarową energię pierwotnego fotonu unoszą już trzy cząstki.

Główne oddziaływania fotonów w materiałach spotykanych w medycynie nuklearnej przedstawia poniższa tabela.

Materiał	Liczba atomowa Z	Gęstość (g/cm ³)	Oddziaływanie podstawowe
H ₂ O	7,4	1,0	Efekt Comptona
Tkanka miękka	7,5	1,0	
Szkło (krzem)	14	2,6	
Tlen gazowy (O ₂)	16	0,0014	
Kryształ NaI	32	3,7	Efekt fotoelektryczny
Ołów (Pb)	82	11,3	
Szkło ołowiowe	14,82	4,8 - 6,2	

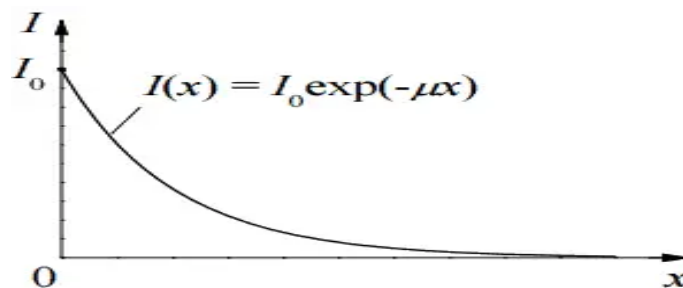
3.1.4. Reakcje fotojądrowe

Kolejnym możliwym sposobem interakcji promieniowania gamma z materią jest zajście tzw. reakcji fotojądrowej, czyli reakcji jądrowej wywołanej przez padający na jądro atomowe foton. W takim zjawisku padający foton jest absorbowany przez jądro atomowe penetrowanego ośrodka, w wyniku czego następuje emisja wtórnych cząstek z tego jądra, np. protonów, neutronów, cząstek alfa itp. W szczególnych przypadkach może nawet dojść do rozszczepienia takiego jądra. Jednakże, przekroje czynne na zajście reakcji fotojądrowych dla energii padającego kwantu gamma poniżej 5 MeV są praktycznie do zaniechania [Gilmore], stąd reakcje te mają znikome znaczenie w kontekście detekcji promieniowania gamma emitowanego przez izotopy promieniotwórcze. Reasumując, w tym oddziaływaniu promieniowanie gamma oddaje energię jądrom atomowym, wzbudzając je i, przy odpowiednio wysokiej energii fotonu, produkując nowe cząstki. Wzbudzone jądro atomowe może wypromieniować kwant gamma, ulec rozpadowi lub rozszczepieniu. Przekrój czynny takiej reakcji jest zazwyczaj niewielki, może być jednak rezonansowo zwiększony jeżeli energia kwantu gamma odpowiada dokładnie energii wzbudzenia jądra.

Udział zjawiska fotoelektrycznego i rozpraszania komptonowskiego w całkowitej absorpcji maleje wraz ze wzrostem energii na rzecz wzrostu udziału reakcji par $e^- e^+$. Przy małych energiach, dominuje zjawisko fotoelektryczne. Sumarycznie, absorpcja promieniowania gamma w materii ma charakter wykładniczy:

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

gdzie: I_0 – natężenie promieniowania przy braku absorpcji, I – natężenie promieniowania po przejściu przez warstwę grubości x absorbentu, μ_x – liniowy współczynnik osłabiania promieniowania.



Rys. 58. Absorpcja promieniowania gamma w materii

Z charakteru równania wynika, że zasięg promieniowania gamma w materii jest teoretycznie nieskończony.

Podczas wybuchu jądrowego bomby atomowej, część energii wybuchu zamienia się na promieniowanie jonizujące. Promieniowanie gamma emitowane w trakcie wybuchu określa się jako natychmiastowe promieniowanie gamma, a emitowane w okresie późniejszym z izotopów promieniotwórczych, powstałych w trakcie wybuchu, nosi nazwę opóźnionego promieniowania gamma. Natychmiastowe promieniowanie gamma generowane jest bezpośrednio podczas wybuchu, a także w wyniku oddziaływania innych typów promieniowania (np. promieniowania neutronowego) z materią. Podczas ataku atomowego na Hiroszimę, ok. 5% osób zmarłych w ciągu 30 dni od wybuchu było ofiarami oddziaływania promieniowania gamma.

Promienie gamma mogą służyć do sterylizacji sprzętu medycznego, jak również produktów spożywczych. W medycynie używa się ich w radioterapii do leczenia nowotworów (tzw. bomba kobaltowa, nóż gamma) oraz w diagnostyce, np. tomografia emisyjna pojedynczych fotonów. Ponadto promieniowanie gamma ma zastosowanie w przemyśle oraz nauce, np. pomiar grubości gorących blach stalowych, pomiar grubości papieru, wysokości ciekłego szkła w wannach hutniczych, w geologii otworowej (poszukiwania ropy i gazu ziemnego), w badaniach procesów przemysłowych (np. przepływu mieszanin wielofazowych, przeróbki rudy miedzi). Promieniowanie γ ma zastosowanie w badaniach z dziedziny chemii radiacyjnej.

4. Detekcja promieniowania gamma

Człowiek nie posiada narządów zmysłów pozwalających mu na postrzeganie promieniowania gamma, którego detekcja stała się konieczna wraz z rozwojem technologii jądrowej. Detekcja promieniowania jądrowego – metody i przyrządy do detekcji promieniowania jądrowego i innych rodzajów promieniowania jonizującego, jak promieniowanie X , γ , neutrony, protony itp. W detektorach wykorzystujących oddziaływanie danego rodzaju promieniowania z materią. Ogólnie ze względu na czynnik roboczy detektory promieniowania jądrowego można podzielić na:

- gazowe - opierające się o pomiar prądu elektrycznego wywołanego przez jonizację ośrodka strumieniem cząstek. Prąd ten jest zależny od rodzaju i gęstości ośrodka, i natężenia promieniowania. Należą do nich:
 - komora jonizacyjna,
 - licznik **Geigera-Müllera**,
 - licznik proporcjonalny,
 - komora dryfowa,
 - komora Wilsona,
 - komora Lucasa,
 - komora iskrowa,
 - komora strimerowa,
 - komora pęcherzykowa,
- oparte na ciele stałym:
 - detektor scyntylacyjny, które dodatkowo ze względu na rodzaj związku tworzącego scyntylator dzieli się na:
 - detektory ze scyntylatorami organicznymi,
 - detektory ze scyntylatorami nieorganicznymi (krystaliczne) (opartymi na kryształach: np. *NaI(Tl)*, *BGO*, *BaF₂*, *CsI(Tl)*, *ZnS*, *CdS*,
 - detektor półprzewodnikowy,
 - detektor Czerenkowa,
 - emulsja jądrowa.

Historycznie pierwszym (przypadkowo) użytym detektorem była płyta fotograficzna, gdyż Becquerel zauważył na płycie fotograficznej skutki promieniowania *X*. W dalszym ciągu metody oparte na emulsjach światłoczułych znajdują wiele ważnych zastosowań. Zaletą tej metody jest rejestracja sumująca efekty promieniowania przez długi czas oraz tworzenie realnego obrazu, jak np. przy fotografii rentgenowskiej. Mimo wielu zalet emulsja jest wypierana tak w zastosowaniach dozymetrycznych (gdzie są zastępowane przez dozymetry termoluminescencyjne), jak i w medycynie, gdzie buduje się aparaty rentgenowskie wyposażone w detektory pozycjoczule (półprzewodnikowe, gazowe np. typu Microgap) pozwalające w znaczący sposób obniżyć dawkę dla pacjenta, nie wymagające obróbki chemicznej oraz ułatwiające zamianę obrazu/danych na postać cyfrową.

Ze względu na szybki rozwój komputerów i elektroniki, największe znaczenie mają detektory przetwarzające informacje o promieniowaniu na sygnały elektryczne: licznik proporcjonalny, komora dryfowa, detektory scyntylacyjne, detektory półprzewodnikowe, które wykorzystuje się najczęściej w eksperymentach fizyki cząstek elementarnych oraz w badaniach izotopowych. Także ze względu na zapotrzebowanie fizyki wysokich energii, wspomniane liczniki buduje się jako detektory pozycjoczule, czyli takie, które nie tylko wykrywają obecność cząstki, ale także są w stanie podać jej pozycję w przestrzeni.

4.1. Pomiar absorpcji promieniowania gamma

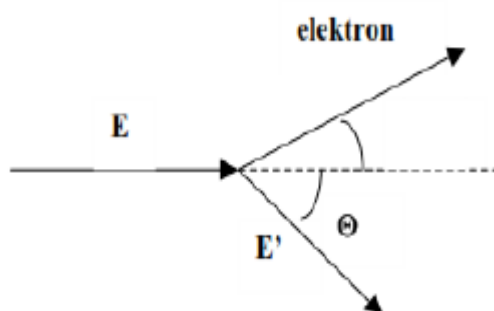
Jak już wcześniej pokazano, podczas przechodzeniu fotonów przez materię należy uwzględnić trzy mechanizmy oddziaływania, a mianowicie: efekt fotoelektryczny, efekt Comptona i zjawisko tworzenia par elektron-pozyton. Prawdopodobieństwo zajścia tych zjawisk zależy od energii fotonu i liczby atomowej ośrodka. Poniżej podajemy wzory na przekroje czynne związane z nimi.

Zjawisko fotoelektryczne:

$$\sigma_f = CZ^n/E_\gamma^{3,5}$$

gdzie $n = 4-5$ w zależności od energii fotonu.

Efekt Comptona:



Rys. 59. Schemat kinetyczny rozpraszania komptonowskiego fotonów

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left(\frac{1}{1 + a(1 - \cos\theta)} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right) \left[1 + \frac{a^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + a(1 - \cos\theta)]} \right]$$

gdzie $a = E/m_e c^2$ oznacza klasyczny (bohrowski) promień elektronu

Całkowity przekrój czynny [cm²/elektron] na rozpraszanie wynosi:

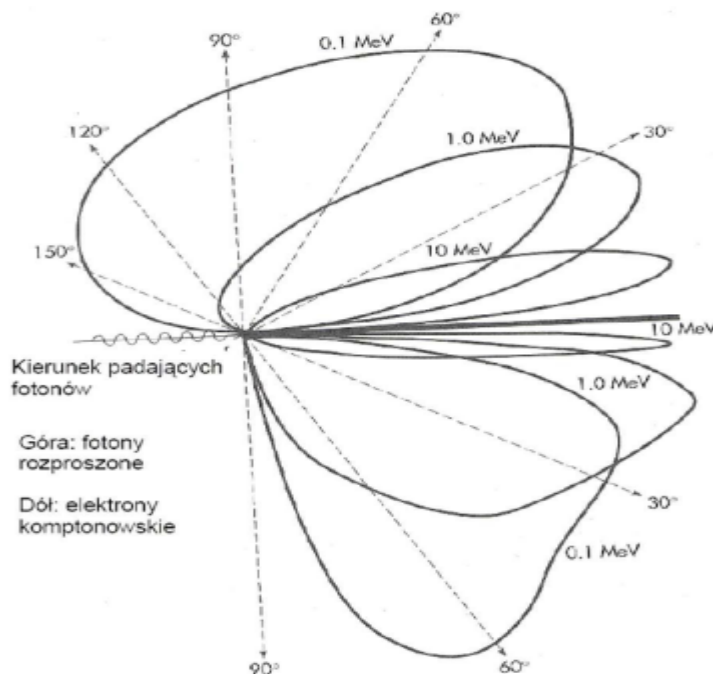
$$\sigma_c = 2\pi \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{\ln(1+2\alpha)}{\alpha} \right] + \frac{\ln(1+2\alpha)}{2\alpha} - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\}$$

Przekrój czynny na utworzenie pary elektron-pozyton [cm²/atom]:

$$\sigma_p = \frac{1}{137} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 Z^2 f(h\nu)$$

gdzie $f(h\nu)$ rośnie najpierw logarymicznie, a dla dużych energii przechodzi w wartość stałą:

$$f = \frac{28}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{2}{27}$$



Rys. 60. Rozkład natężenia promieniowania rozproszonego i elektronów komptonowskich dla różnych energii padających fotonów

Prawo absorpcji – prawdopodobieństwo pochłonięcia kwantu gamma na drodze dx wynosi μdx , a zmiana liczby fotonów w wiązce: $-dI = I_0 \cdot \mu \cdot dx$, stąd prawo absorpcji określone jest wzorem:

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot x}, \quad I = I_0 \cdot e^{-\mu_m \cdot d}$$

gdzie:

I_0 – jest częstością liczby fotonów padających na absorbent, I – oczekiwana liczba fotonów przechodzących przez warstwę absorbenta o grubości x ,

$\mu_m = \mu_m^f + \mu_m^c + \mu_m^m$ – całkowity masowy współczynnik absorpcji,

d - masa powierzchniowa.

μ - jest liniowym współczynnikiem absorpcji, określającym prawdopodobieństwo usunięcia kwantu gamma z wiązki, przypadające na jednostkę grubości. Wymienione trzy efekty można uważać za niezależne zjawiska losowe. Całkowity współczynnik absorpcji jest sumą współczynników zjawisk, i wynosi: $\mu = \mu_f + \mu_c + \mu_p$

W celu wyznaczenia współczynnika absorpcji mierzymy całkowitą częstość zliczeń

$$I_{\text{całk}} = I + I_{\text{tło}} \text{ w funkcji grubości absorbenta.}$$

Poziom tła wyznacza się w odrębnym pomiarze. Rezultaty przedstawia się na wykresie, najczęściej w postaci linii prostej $\ln I = \ln(I_{\text{całk}} - I_{\text{tło}})$ w funkcji x . Punkty doświadczalne powinny się układać na prostej, której współczynnik nachylenia jest współczynnikiem absorpcji. Prawo to stosuje się głównie do skolimowanej i monoenergetycznej wiązki promieniowania.

4.1.1 Spektrometr scyntylicyjny

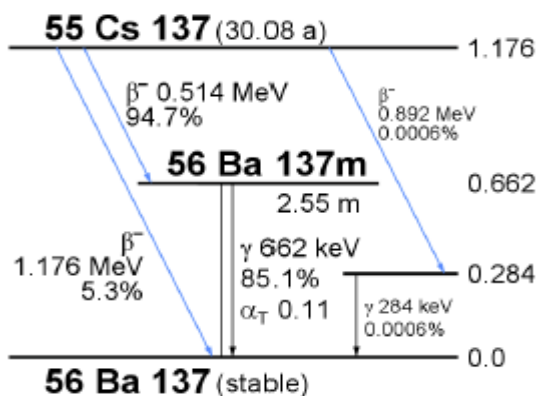
Pomiary aktywności wybranego izotopu promieniotwórczego w próbce są użyteczne m.in. do oceny stopnia skażenia promieniotwórczego, np. izotopu ^{137}Cs w żywności czy cieków wodnych, choć są także wykorzystywane np. przy ustalaniu wieku znalezisk archeologicznych metodą z wykorzystaniem izotopów węgla, tzn. proporcje węgla ^{14}C względem ^{12}C i ^{13}C , bądź też w innych metodach, w których potrzebna jest informacja zarówno o rodzaju jak i aktywności źródła promieniowania jonizującego [Ziembicki].

Aktywność pierwiastka promieniotwórczego jest miarą szybkości rozpadu promieniotwórczego jąder tegoż pierwiastka, zatem dostarcza nam również informacji o intensywności generowanego przezeń promieniowania jonizującego. Jednostką aktywności pierwiastka jest bekerel (ozn. Bq), który zdefiniowany jest następująco:

$$1Bq = \frac{1 \text{ rozpad}}{1 s}$$

Innymi słowy, aktywność jest to liczba rozpadów w przeciągu jednej sekundy. Zatem, chcąc określić aktywność izotopu, musimy po prostu zmierzyć liczbę rozpadów z przeciągu jakiegoś wybranego przez nas przedziału czasu, po czym przeliczyć wynik tak, by otrzymać liczbę rozpadów w przeciągu dokładnie jednej sekundy.

Zważywszy, iż nie jesteśmy w stanie po prostu „popatrzeć” sobie na atomy naszej próbki i zaobserwować procesy rozpadu, jesteśmy skazani na pomiar w sposób pośredni – obserwujemy efekty rozpadów jąder w postaci cząstek alfa, beta bądź fotonów promieniowania gamma i na podstawie ich energii i wzajemnych proporcji wnioskujemy odnośnie ich źródła (tj. rozpad jakiego izotopu je wygenerował). Należy przy tym zwrócić uwagę, iż najczęściej będziemy mieć do czynienia z więcej niż jednym izotopem, gdyż całe nasze otoczenie jest radioaktywne (jak chociażby radon gromadzący się w pomieszczeniach). Pomiar aktywności promieniotwórczego izotopu są dokonywane w oparciu o określenie właściwości wyłącznie promieniowania gamma – określamy liczbę oraz energię rejestrowanych fotonów, czyli wykonujemy jego pomiar spektrometryczny. Następnie, w zmierzonej charakterystyce identyfikujemy komponenty pochodzące od radioaktywnego izotopu cezu ^{137}Cs , po czym określimy aktywność interesującego nas izotopu w badanej próbce. Do identyfikacji izotopów metodą spektrometryczną konieczne jest wprowadzenie dwóch pojęć: **schematu rozpadu** oraz **widma promieniowania**. Pierwsze z nich to graficzna reprezentacja wybranych bądź wszystkich sposobów rozpadu oraz przejść energetycznych charakterystycznych dla danego izotopu. Poniższy rysunek przedstawia taki schemat rozpadu dla izotopu ^{137}Cs .



Rys. 61. Schemat rozpadu izotopu ^{137}Cs . Źródło: <http://www.nucleonica.net>.

Sposób odczytu jest następujący:

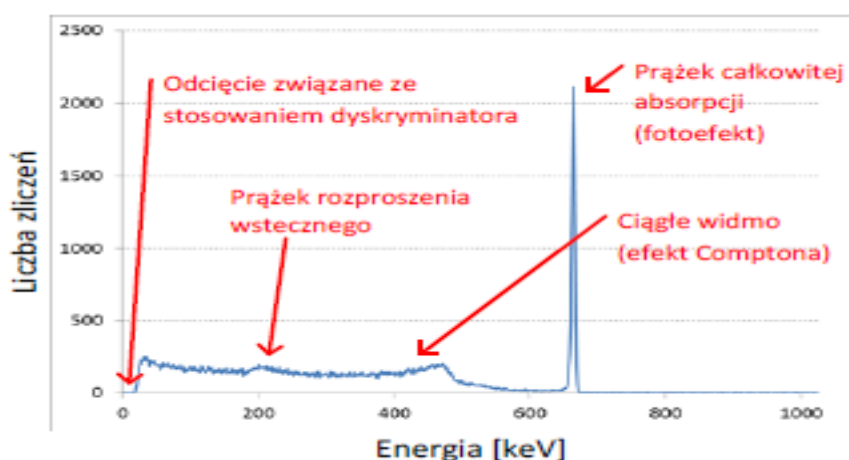
- Izotop ^{137}Cs rozpada się z czasem połowicznego zaniku równym 30,08 lat.
- W 5.3% przypadków zachodzi rozpad beta minus (tj. z emisją elektronu) do stabilnego izotopu ^{137}Ba , w którym emitowany jest elektron o energii 1,176 MeV.

- W 94.7% przypadków zachodzi rozpad beta minus do metastabilnego izomeru ^{137m}Ba . Podczas rozpadu emitowany jest elektron o energii 514 keV. Z kolei metastabilny izomer ^{137m}Ba przechodzi do stabilnego izotopu ^{137}Ba poprzez emisję fotonu gamma o energii 662 keV. Foton gamma emitowany jest w 85.1% przypadków wszystkich rozpadów. Oznacza to, iż w pozostałych 94,7% - 85,1% = 9,6% przypadków przejście ze stanu metastabilnego do stanu stabilnego następuje za pomocą innego mechanizmu przemiany jądrowej – w przypadku cezu 137 (^{137}Cs) jest to konwersja wewnętrzna. Okres połowicznego zaniku metastabilnego izomeru ^{137m}Ba to 2,55 minuty.
- W 0,0006% przypadków zachodzi rozpad beta minus do wzbudzonego stanu izotopu ^{137}Ba , z emisją elektronu o energii 892 keV. Przejście do stanu o energii podstawowej następuje z emisją fotonu gamma o energii 284 keV. Zważywszy, iż prawdopodobieństwo tego przejścia jest takie samo jak poprzedniego rozpadu beta minus, każde przejście ze stanu wzbudzonego do stanu podstawowego jest związane z emisją fotonu gamma.
- Liczby po prawej stronie oznaczają energię względem stanu stabilnego.

Zatem, zakładając, iż jesteśmy w stanie zarejestrować i policzyć wszystkie fotony gamma o energii 662 keV „wychodzące” ze źródła zawierającego ^{137}Cs , to aby otrzymać rzeczywistą liczbę rozpadów należy liczbę zliczeń podzielić przez 0,851.

Drugie z pojęć, które wymaga omówienia, to widmo promieniowania. Jest to zależność intensywności promieniowania w zależności od jego energii.

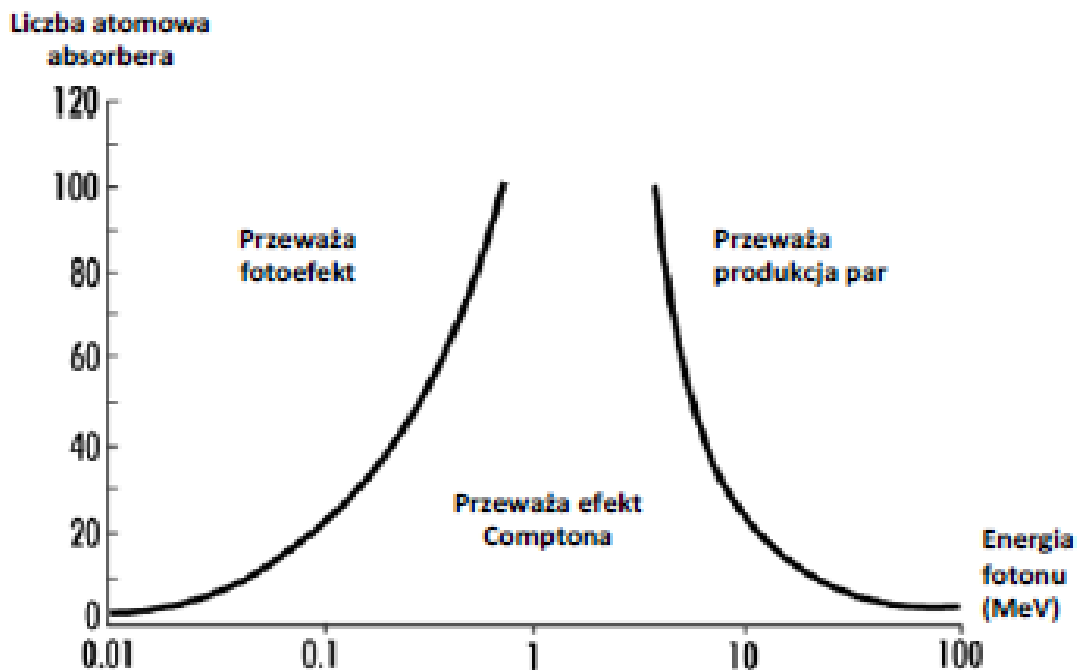
Przykładowe widmo uzyskane dla izotopu ^{137}Cs przedstawia poniższy rysunek.



Rys. 62. Widmo energetyczne promieniowania X emitowanego przez izotop ^{137}Cs , zarejestrowane za pomocą detektora *german-lit*.

Porównując omawiany wcześniej schemat rozpadu z odpowiadającym mu widmem, otrzymanym w wyniku rejestracji promieniowania gamma za pomocą detektora półprzewodnikowego (german dryfowany litem, w skrócie *Ge(Li)*), nietrudno zauważyć, że występuje zarówno prążek odpowiadający energii 662 keV jak i część o charakterze ciągłym, pomimo emitowania przez źródło niemal wyłącznie fotonów o energii 662 keV. Jest to spowodowane faktem, iż dla tej energii w przypadku germanu (liczba atomowa 32) dominującym oddziaływaniem jest efekt Comptona (patrz poniższy rysunek).

Należy pamiętać, iż sygnał w detektorze pochodzi od elektronu, który zostanie wybity z atomu przez foton gamma. Jeżeli w danej przemianie elektron nie przejął całkowitej energii fotonu (efekt Comptona) bądź też w wyniku wytracania energii przez elektron nastąpiła emisja fotonu gamma (np. promieniowanie charakterystyczne), to w przeważającej liczbie przypadków foton gamma „ucieknie” z detektora, skutkując niższą obserwowaną energią. Z powyższych rozważań płynie jeden kluczowy wniosek – tak naprawdę nie jesteśmy w stanie zarejestrować rzeczywistego widma promieniowania *X*. Jedyne, co możemy otrzymać to widmo strat energii w detektorze. Dopiero po wykonaniu kalibracji oraz zastosowaniu pewnych operacji matematycznych, możemy próbować szacować wzajemny udział poszczególnych energii w emisji danego źródła na podstawie prążków pochodzących od fotoefektu, ale wciąż będzie to wyłącznie estymata rzeczywistego widma promieniowania.

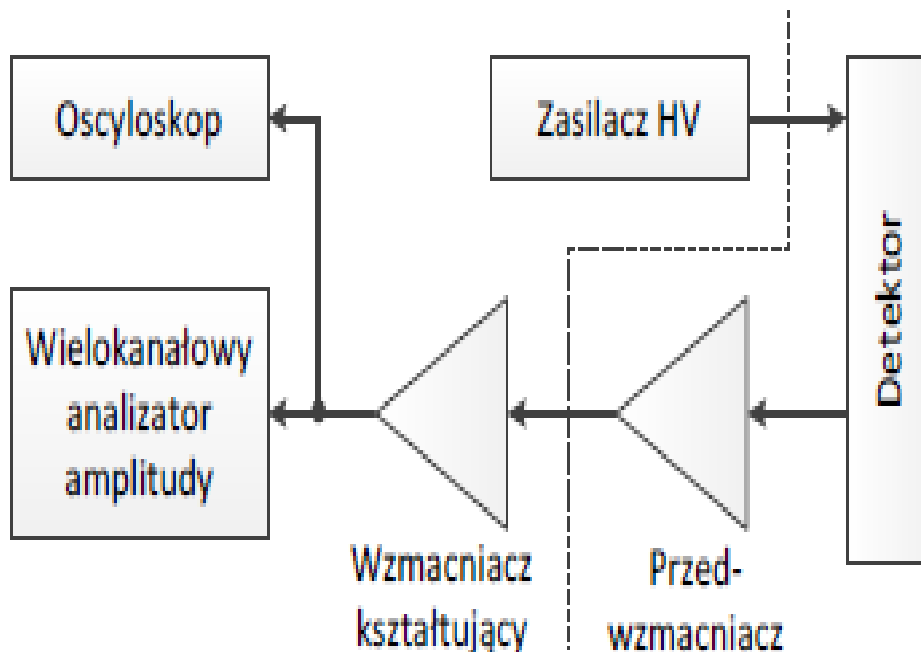


Rys. 63. Typ oddziaływania promieniowania *X* z materiałem w zależności od materiału absorbera i energii promieniowania.

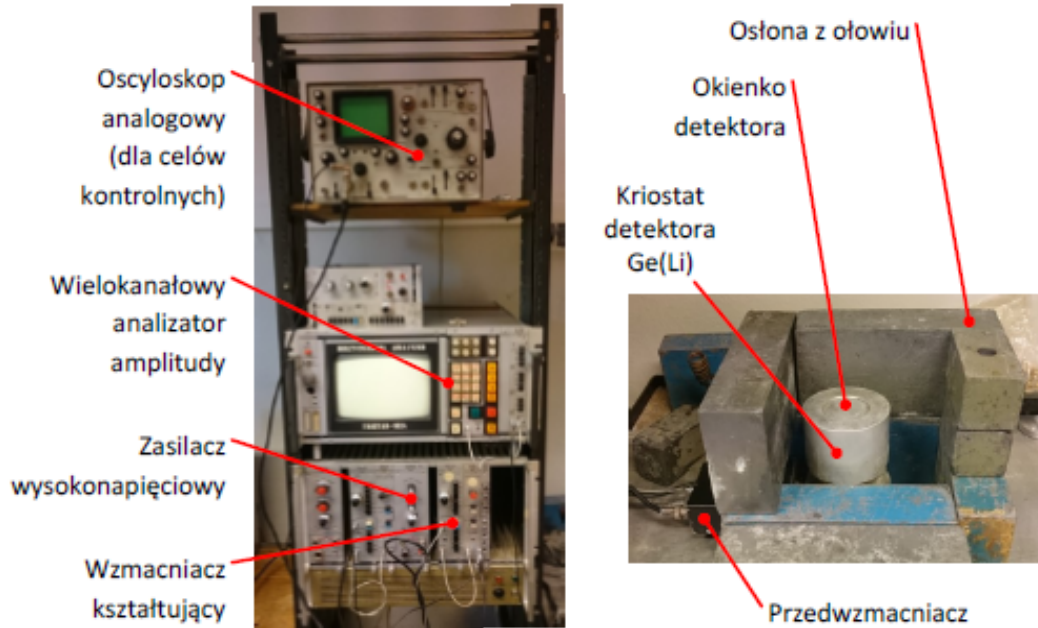
Należy zwrócić uwagę na to, iż choć wysokość prążka całkowitej absorpcji znacznie przekracza poziom widoczny dla efektu Comptona, to pole tego prążka (a zatem i całkowita liczba zliczeń) są znacznie mniejsze niż pole pod ciągłą częścią widma. Z tego powodu, w przypadku spektrometrii promieniowana, niezwykle istotna jest energetyczna zdolność rozdzielcza detektora – im gorsza, tym szerszy będzie prążek całkowitej absorpcji, a w konsekwencji mniejsza jego wysokość (pole pozostaje stałe). Z kolei widoczny w widmie „prążek rozproszenia wstecznego” jest wynikiem oddziaływań Comptona zachodzących w materiałach otaczających detektor.

Poniżej przedstawiono przykładowy tor pomiarowy, w skład którego wchodzi:

- a) Scyntylacyjny detektor półprzewodnikowy *Ge(Li)* – german dryfowany litem, znajdujący się w kriostacie. Detektor wymaga chłodzenia do temperatury ciekłego azotu.
- b) Zintegrowany z detektorem przedwzmacniacz ładunkowy (czarna skrzyneczka podłączona do kriostatu).
- c) Wzmacniacz kształtujący wraz z układem odtwarzania składowej stałej, których zadaniem jest dostosowanie sygnału na potrzeby dalszej akwizycji.
- d) Wielokanałowy analizator amplitudy, oparty na przetworniku wartości szczytowej.
- e) Oscyloskop analogowy, wykorzystywany w celach diagnostycznych.



Rys. 63. Przykładowy laboratoryjny zestaw pomiarowy - schemat

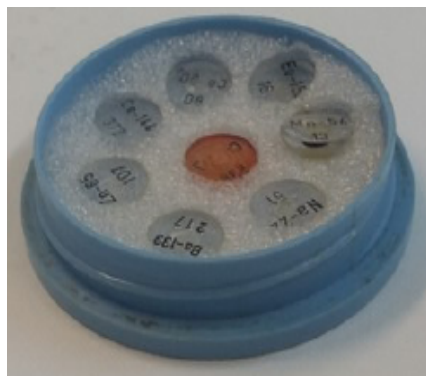


Rys. 64. Przykładowy laboratoryjny zestaw pomiarowy

Przy takiej konfiguracji przykładowego toru pomiarowego, wynikiem pomiaru jest histogram amplitud impulsów, wielokanałowego analizatora amplitudy, przychodzących z detektora, tj. na osi poziomej mamy kanał analizatora odpowiadający określonemu przedziałowi amplitud impulsów, na osi pionowej liczbę impulsów o amplitudach mieszczących się w tym przedziale. Jak na tej podstawie oszacować aktywność interesującego nas źródła? Odpowiedzią są odpowiednie kalibracje.

Kalibracja toru pomiarowego

Pierwszym etapem kalibracji przykładowego systemu pomiarowego jest wyskalowanie osi poziomej w jednostkach energii (np. keV). W tym celu należy przyłożyć do detektora referencyjne źródło o znanej energii, pokazane na poniższym rysunku.



Rys. 65. Pojemnik ze źródłami promieniotwórczymi wykorzystywanymi do kalibracji.

Następnie należy zarejestrować numer kanału, na którym znajdzie się środek prążka całkowitej absorpcji. Następnie, poszczególne numery kanałów (ch) dzielimy przez numer zarejestrowanego kanału (ch_{ref}) i mnożymy przez energię źródła referencyjnego (E_{ref}):

$$E = \frac{ch}{ch_{ref}} \cdot E_{ref}$$

Zakładamy przy tym, iż dla zerowej amplitudy impulsu otrzymamy zliczenie w kanale o numerze zero – jeśli tak nie jest, to konieczny jest pomiar z wykorzystaniem min. dwóch prążków i uwzględnienie stałego przesunięcia charakterystyki skalującej.

W przypadku aparatury wykorzystywanej w przykładowym zestawie laboratoryjnym istnieje możliwość takiej regulacji wzmacniacza kształtującego tak, by numer kanału analizatora odpowiadał energii w keV.

Określenie prawdopodobieństwa, z jakim nasz detektor rejestruje fotony gamma wyemitowane przez źródło. Należy przy tym zwrócić uwagę, iż jest ono uwarunkowane przez szereg czynników, m.in.:

- a) Geometria pomiaru – źródło emituje fotony izotropowo we wszystkich kierunkach, podczas gdy kąt bryłowy „widziany” przez nasz detektor stanowi jedynie wycinek kuli.
- b) Nie każdy foton, który doleci do detektora zostanie zarejestrowany. Ponadto, tylko część z nich będzie oddziaływać za pomocą fotoefektu – a jedynie takie jesteśmy w stanie jednoznacznie zidentyfikować.
- c) Prawdopodobieństwo fotoefektu (uwarunkowane przekrojem czynnym na zajście fotoefektu) nie jest stałe i zależy od materiału absorbera oraz energii promieniowania:

$$P_{fotoefekt} \approx \frac{Z^n}{E^k}$$

gdzie:

P - oznacza prawdopodobieństwo oddziaływania w materii,

Z - jest liczbą atomową materiału,

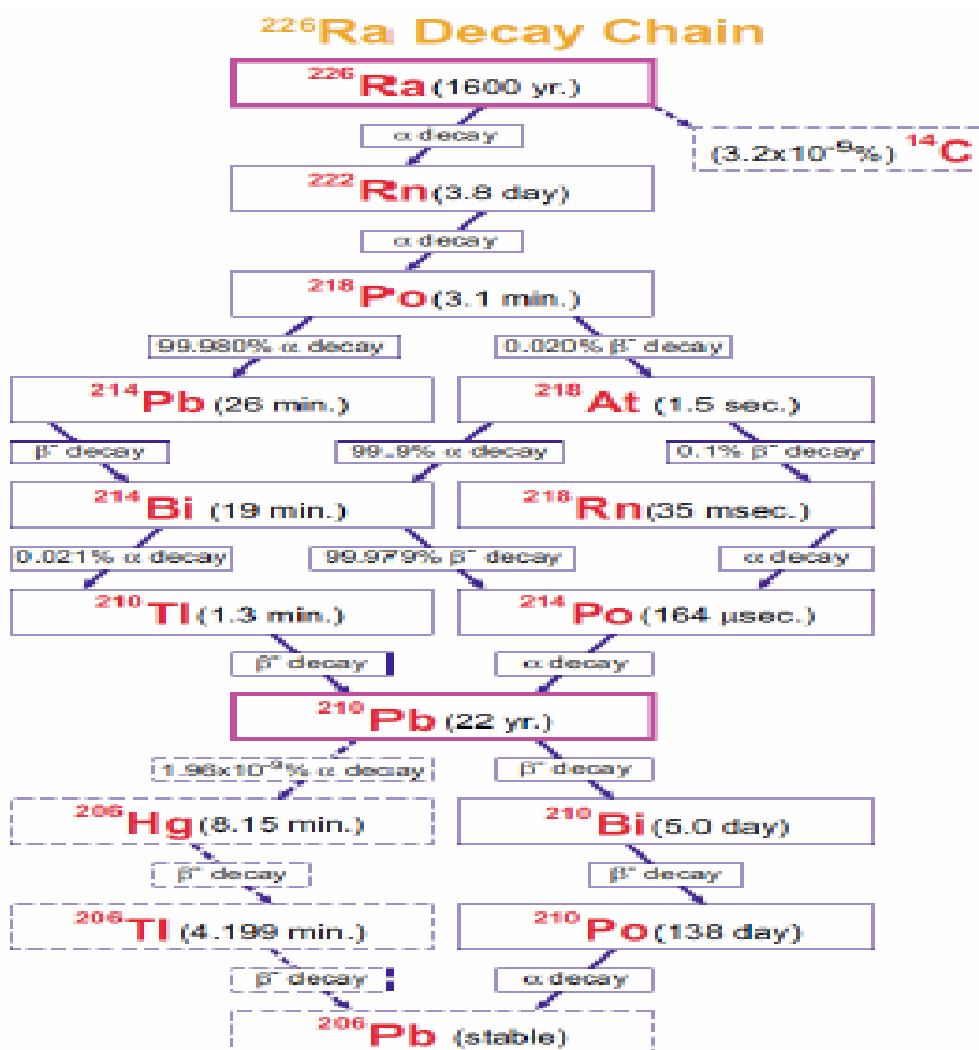
E - oznacza energię fotonu gamma.

n i k - wykładniki, które zależą od energii promieniowania gamma i wahają się od $n=4,0$ oraz $k=3,5$ dla energii niskich w porównaniu z energią spoczynkową elektronu (511 keV) do wartości $n=4,6$ oraz $k=1$ dla energii bardzo wysokich w porównaniu z masą spoczynkową elektronu.

Metoda kalibracji zakłada korzystanie ze źródła o znanej aktywności i znanym widmie emisji. Znając aktywność źródła i ustalając czas pomiaru, de facto wiemy, ile nastąpiło rozpadów. Następnie, korzystając ze znajomości schematu rozpadu naszego źródła wyliczamy, ile fotonów gamma (oraz o jakiej energii) zostało z niego wyemitowanych.

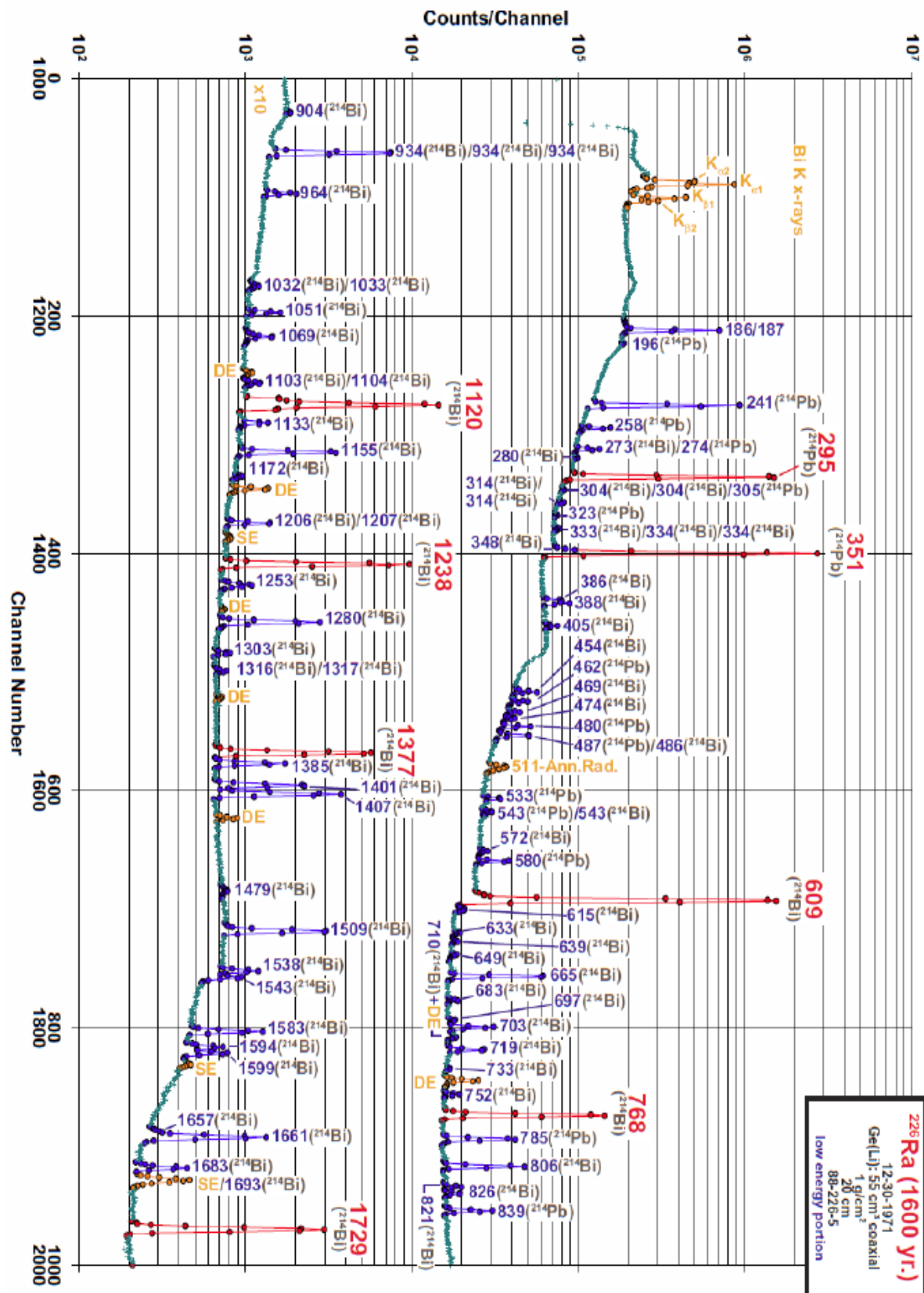
W ramach opisywanej metody kalibracji wykorzystane zostanie źródło zawierające izotop ^{226}Ra (rad 226). Izotop ten charakteryzuje się okresem połowicznego zaniku wynoszącym 1600 lat, więc można założyć, iż aktywność źródła jest praktycznie identyczna do tej ustalonej w chwili jego produkcji.

Schemat rozpadu ^{226}Ra przedstawiono na poniższym rysunku. Z łatwością można zaobserwować, iż rozpad izotopu ^{226}Ra jest procesem znacznie bardziej złożonym niż wcześniej omawiany rozpad izotopu ^{137}Cs i obejmuje cały szereg radionuklidów, aż do stabilnego izotopu ^{206}Pb . W konsekwencji należy spodziewać się tego, iż widmo energii fotonów gamma również będzie złożone.



Rys. 66. Łańcuch rozpadu ^{226}Ra . Źródło: <http://www.radiochemistry.org/>

Przykładowe widmo zarejestrowane detektorem $Ge(Li)$ przedstawia poniższy rysunek.



Rys. 67. Zarejestrowane widmo promieniowania pochodzącego od ^{226}Ra (część niskoenergetyczna). Źródło: <http://www.radiochemistry.org/>

4.1.1.1. Liczniki scyntylacyjne. Budowa i działanie. Procesy zachodzące w scyntylatorze przy rejestracji kwantów gamma.

Licznik scyntylacyjny – detektor promieniowania jonizującego. Podstawą działania jest zjawisko scyntylacji, zachodzące w niektórych substancjach pod wpływem bombardowania ich cząstkami naładowanymi: podczas przechodzenia przez scyntylator cząstki jonizującej wytwarzane są jony i elektrony, które z kolei są źródłem emisji fotonów, obserwowanych w postaci błysków świetlnych. Ogromny rozwój techniki liczników scyntylacyjnych wiąże się z rozwojem technologii produkcji odpowiednich do tych celów scyntylatorów, nie pochłaniających swego promieniowania "własnego".

Akt oddziaływania cząsteczki lub kwantu promieniowania jądrowego, będący warunkiem detekcji promieniowania, następuje w scyntylatorze. Zachodzi w nim przetwarzanie części energii promieniowania na energię świetlną. Wiązka kwantów świetlnych prowadzona światłowodem dociera do fotokatody fotopowielacza, i zostaje zaabsorbowana w materiale fotokatody, wybijając z niej fotoelektrony. Fotoelektrony kierowane są na pierwszą dynodę fotopowielacza i wyzwala ją z niej elektrony emisji wtórnej. Kolejne dynody dołączone są do coraz wyższego potencjału, toteż elektrony ulegają przyspieszeniu w polu elektrycznym. Obecnie detektory scyntylacyjne są budowane w postaci sond składających się z:

- kryształu scyntylacyjnego,
- fotopowielacza,
- przedwzmacniacza wraz z dyskryminatorem.

Najczęściej wykorzystywanymi kryształami do tych detektorów jest $NaI(Tl)$ (jodek sodu aktywowany talem), natomiast najstarszym znanym scyntylatorem jest ZnS (siarczek cynku), który w początkowym okresie służył również do pokrywania ekranów lamp kineskopowych. Ze względu na znaczne wzmocnienie sygnału, pewność działania (w tym odporność na wysokie temperatury nawet do 120 °C) wykorzystywane są często w badaniach wykorzystujących techniki jądrowe (np. geofizyka, badanie procesów przemysłowych metodami izotopowymi).

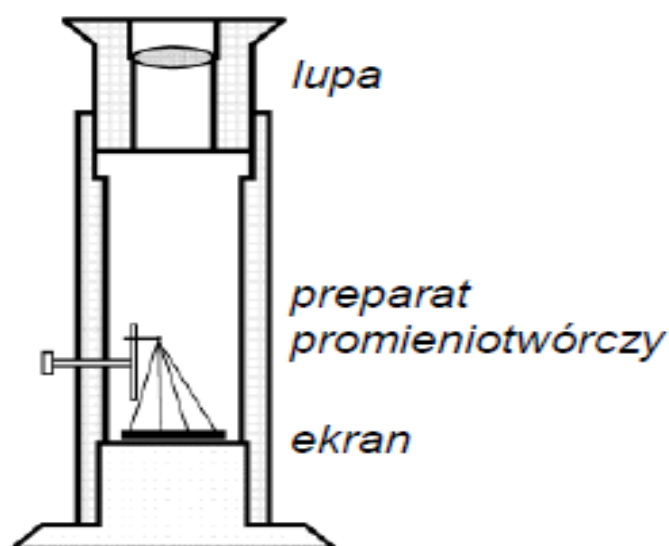
Istotną wadą liczników scyntylacyjnych z kryształami scyntylatorów nieorganicznych jest ich możliwość stosowania dla energii promieniowania gamma dopiero od linii ameryku ^{241}Am (59.5 keV). Przy czym widmo takiego licznika składa się zazwyczaj z:

- tzw. ogona komptonowskiego (związany z rozpraszaniem komptonowskim absorbowanego promieniowania),
- główny pik absorpcji,
- w przypadku emisji przez źródło kilku linii promieniowania gamma, pik sumacyjny.

Przy wykorzystywaniu sond scyntylacyjnych należy zwrócić uwagę również na temperaturę pracy, gdyż widmo licznika przesuwają się (pływa) oraz na starzenie się kryształów związane głównie z uszkodzeniami radiacyjnymi. Innym ważnym parametrem pracy jest *dopasowanie widmowe*, czyli dokładność pokrywania się charakterystyk widmowych scyntylatorów i fotopowielaczy, co decyduje o sprawności detektora.

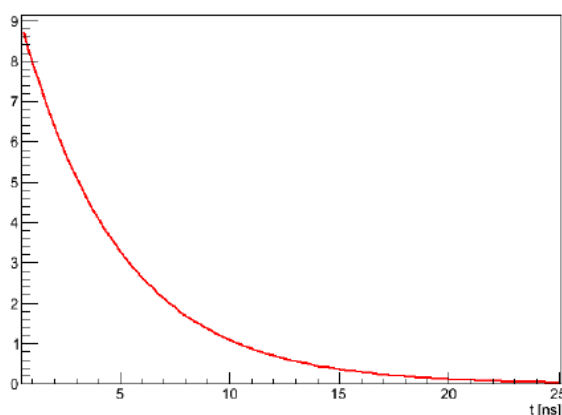
1. ZASADA DZIAŁANIA DETEKTORÓW SCYNTYLACYJNYCH

Przy przejściu promieniowania jądrowego przez materię posiadającą własności luminescencyjne, obserwuje się szereg słabych rozbłysków - scyntylacji. Zjawisko to polega na emisji części energii traconej przez promieniowanie w materii w postaci kwantów energii z zakresu widzialnego lub nadfioletowego widma promieniowania elektromagnetycznego. Zjawisko scyntylacji wykorzystano do budowy pierwszych detektorów promieniowania jonizującego. W roku 1904 W. Crookes zbudował detektor nazwany spintaryskopem. Był to pierwszy i przez 8 lat jedyny detektor, który pozwalał na rejestrację oddzielnych aktów oddziaływania promieniowania jądrowego z materią. Spintaryskop (rys.1) składał się z ekranu w postaci płytki szklanej pokrytej cienką warstwą siarczku cynku, na którym, przez lupę można było obserwować oddzielne rozbłyski wywołane uderzeniami cząstek alfa.



Rys. 68. Spintaryskop

Spintaryskop był detektorem używanym w wielu znanych eksperymentach, z których najważniejszym było wykrycie istnienia jądra atomowego dokonanego przez Rutherforda. Obserwacja scyntylacji za pomocą oka odegrała doniosłą rolę w rozwoju fizyki jądrowej, jednak w latach trzydziestych została wyparta przez łatwiejsze eksperymentalnie metody jonizacyjne. Dopiero zastosowanie fotopowielaczy w roku 1947, które zastąpiły wizualne liczenie rozbłysków luminescencyjnych, spowodowało powrót do metody scyntylacyjnej detekcji promieniowania jądrowego. Detektor scyntylacyjny ma szereg zalet w porównaniu z innymi detektorami; ma przede wszystkim mały czas martwy (rzędu 10^{-9} s), który jest ograniczony głównie czasem „wyświecania” scyntylatora.



Rys. 69. Promieniowanie powoduje wzbudzenie materiału. Przejście do stanu podstawowego jest procesem losowym – ilość błysków maleje wykładniczo z czasem rozpadu τ . Gdy czas rozpadu jest mniejszy niż 10^{-8} s, mówimy o fluorescencji.

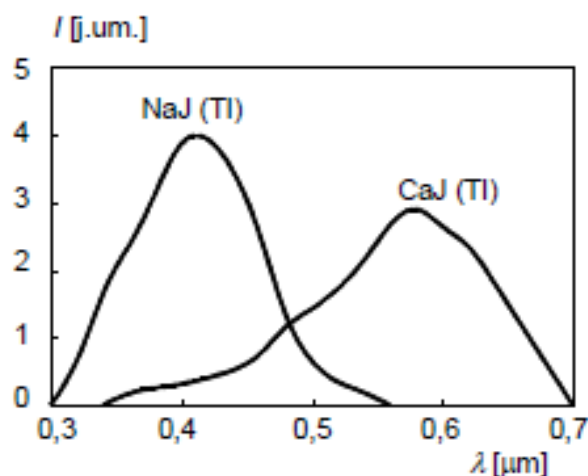
Luminescencja może przejawiać się jako **fluorescencja lub fosforescencja**. Jeżeli wzbudzony atom powraca do stanu podstawowego po czasie określonym jedynie przez fluktuacje statystyczne, jest to zjawisko fluorescencji. Jeżeli bezpośrednie przejście ze stanu wzbudzonego do stanu podstawowego jest wzbronione, to stan wzbudzony jest stanem metatrwałym i przejście do stanu podstawowego odbywa się poprzez wyższy energetycznie stan, z którego przejście do stanu podstawowego nie jest wzbronione. Proces ten nazywa się fosforescencją. Przy przejściu promieniowania jądrowego zachodzi na ogół z fluorescencją, w niektórych scyntylatorach fosforescencja odgrywa jednak również pewną rolę. Scyntylatory można podzielić ze względu na materiał oraz związany z nim charakterystyczny mechanizm luminescencji na nieorganiczne i organiczne, a ze względu na stan skupienia na stałe, ciekłe i gazowe.

Nieorganiczne scyntylatory to przezroczyste kryształy związków chemicznych, w których luminescencja zachodzi w skutek emisji centrów w takim związku lub specjalnie formowanych centrów aktywacyjnych wprowadzonych w kontrolowany sposób. Są to z reguły izolatory (lub półprzewodniki) mające przerwę energetyczną kilku elektronowoltów między pasmem walencyjnym i pasmem przewodnictwa. Pod wpływem promieniowania jonizującego wskutek efektu fotoelektrycznego lub Comptona, elektrony w paśmie walencyjnym otrzymują wystarczającą ilość energii, aby osiągnąć pasmo przewodnictwa, pozostawiając za sobą dodatnio naładowaną „dziurę”. Elektron i dziura, tzw. ekscyton ma pewną energię i może się przemieszczać we wnętrzu kryształu. W rzeczywistym kryształe zawsze obecne są niedoskonałości w postaci defektów lub zanieczyszczeń, tworzą one dodatkowe poziomy energetyczne w obszarze przerwy energetycznej, które mogą taki błądzący ekscyton pułapkować.

W scyntylatorze rejestrowane są cząstki naładowane. Gdy cząstka padająca nie ma ładunku, rejestrowane są cząstki naładowane powstałe w scyntylatorze w procesie wtórnym.

Wydajność rejestracji promieniowania gamma przez detektor scyntylacyjny zależy od energii kwantów gamma. Dla przedziału energii kwantów gamma, w którym dominuje proces fotoelektryczny (energie małe) i proces tworzenia się par (energie duże) obserwuje się silną zależność wydajności od średniej liczby porządkowej scyntylatora Z i jego gęstości ρ .

Na poniższym rysunku przedstawiono charakterystykę optyczną scyntylatora jako widmo luminescencji, czyli zależność natężenia promieniowania luminescencji od energii emitowanego przez scyntylator promieniowania, które leży w części widzialnej lub nadfiolecie.



Rys. 70. Widmo luminescencji scyntylatora

Warunkiem dobrego określenia energii cząstki jest, by wymiary scyntylatora były duże w porównaniu z zasięgiem RS cząstki naładowanej w materiale scyntylatora, czyli aby cząstka naładowana oddała całkowicie swoją energię E . Część tej energii zostaje zużyta w scyntylatorze na jonizację, reszta na przejścia bezpromieniste. Energia jonizacji zostaje następnie wypromieniowana w postaci kwantów promieniowania elektromagnetycznego o energiach odpowiadającym kwantom $h\nu$ z przedziału widzialnego lub nadfioletowego.

Jako scyntylatory nieorganiczne najczęściej są stosowane monokryształy halogenków metali alkalicznych, domieszkowane talem, srebrem i cyną. Kryształy takie bez domieszek nie wykazują luminescencji (lub wydajność luminescencji jest bardzo niska), jest ona indukowana domieszkami. Złożony mechanizm luminescencji można jakościowo wyjaśnić na prostym modelu pasmowym. Kryształy nieorganiczne są izolatorami o całkowicie wypełnionym paśmie walencyjnym V , pustym paśmie przewodnictwa C i pustym paśmie wzbronionym G . Przy przechodzeniu cząstki naładowanej elektrony z pasma walencyjnego przechodzą do pasma przewodnictwa; w paśmie walencyjnym powstaje dziura. W bardzo krótkim czasie na skutek przejść bezpromienistych, elektrony zajmują najniższe poziomy energetyczne w paśmie przewodnictwa a dziury - najwyższe w paśmie walencyjnym. W temperaturze pokojowej proces rekombinacji jest bardzo wolny. Prawdopodobieństwo przejść bezpromienistych z pasma przewodnictwa do pasma walencyjnego jest bardzo małe, a fotony przy przejściach promienistych pochłaniane są z dużą wydajnością (samoabsorpcja).

W scyntylatorach organicznych emisja kwantu promieniowania związana jest również z luminescencją i jest związana z własnościami pojedynczej cząsteczki związku a nie sieci krystalicznej. W tym przypadku zjawisko luminescencji związane jest z istnieniem poziomów elektronowych w ich molekułach. Przejście wysokoenergetycznej cząstki, fotonu lub elektronu rozproszonego comptonowsko w pobliżu takiej molekuly przenosi elektrony znajdujące się w stanie podstawowym do wyższych poziomów wzbudzenia lub po prostu ją jonizuje formując elektron i dodatnio naładowaną molekułę. Szybka rekombinacja w czasie kilku nanosekund, bo elektron ciągle pozostaje w obrębie molekuly, takiej pary prowadzi do jej wzbudzenia, której powrót do stanu podstawowego wiąże się albo ze wzbudzeniem termicznym, czyli emisją fononu lub emisją fotonu. To ostatnie nazywamy szybką fluorescencją. Niektóre z wzbudzonych poziomów molekuly mogą żyć znacznie dłużej, do kilku milisekund, a ich powrót do stanu podstawowego wiąże się z emisją fotonu, zwykle o

dłuższej długości fali – mówimy wtedy o fosforescencji. Zachodzący proces można podzielić na trzy etapy:

- a) pobudzenie molekuly przez padającą cząstkę naładowaną (czas pobudzenia 10^{-12} - 10^{-10} s),
- b) migracja energii wzbudzenia (10^{-9} s),
- c) właściwa luminescencja (10^{-8} - 10^{-9} s).

Dobry materiał na scyntylator spełnia następujące wymagania:

- Gęsty dla promieniowania badanego (duża wydajność detekcji),
- Krótki czas rozpadu stanu wzbudzonego (duża szybkość detektora i możliwość pomiarów dużych natężeń promieniowania),
- Rozpad z emisją światła, a nie “ciepła,”
- Długość fali emitowanej zgodna z maksimum czułości fotopowielacza,
- Musi być przezroczysty dla własnego światła,
- Dobre zbieranie światła odbitego (duży współczynnik załamania).

Kryształy w detektorach scyntylacyjnych absorbują kwanty gamma i przekształcają ich energię w energię impulsów świetlnych. Najpowszechniejszym kryształem używanym w detektorach jest *NaI* aktywowany talem. *NaI* jest izolatorem i energia fotonu emitowanego przy przejściu od pasma przewodnictwa do pasma walencyjnego jest dość wysoka (~ 7 eV), i ulega silnej auto – absorpcji, co owocuje małą wydajnością układu. Rolą talu w *NaI*, czyli tzw. **aktywatora** jest stworzenie poziomów energetycznych wewnątrz przerwy energetycznej i w rezultacie spowodowanie de-ekscytacji o mniejszej energii fotonów. W dużym uproszczeniu można mechanizm postrzegać w ten sposób, że foton gamma przekazuje swoją energię elektronom w procesach fotoelektrycznym i rozpraszania komptonowskiego, a każdy z powstałych, wysokoenergetycznych elektronów powoduje powstawanie wtórnych elektronów oraz wzbudzenie pozostałych elektronów w kryształach. Energia tych wzbudzeń jest następnie emitowana w postaci fotonów światła (energia ~ 3 eV), widzialnego w liczbie około 40 na każdy kiloelektronowolt energii kwantu gamma. Kryształ scyntylatora powlekany jest od wewnątrz warstwą odbijającą światło, od strony fotopowielacza używa się natomiast tzw. *smaru optycznego* pozwalającego wnikać maksymalnej ilości światła do fotopowielacza. Wydajność tego typu detektora zależy w dużym stopniu od rozmiarów kryształu. Im większa powierzchnia wejściowa kryształu, tym więcej fotonów gamma może on zarejestrować. Należy jednak pamiętać, że nie wszystkie fotony wchodzące do kryształu są przez ten kryształ pochłaniane. Tu decydującymi parametrami jest energia fotonu i grubość

kryształu. Im wyższa energia fotonów tym dla uzyskania takiej samej wydajności potrzeba na ogół grubszego kryształu. Typowe grubości scyntylatora wynoszą od części centymetra do kilku centymetrów. Dla rejestracji fotonów o energii 140 keV (np. z rozpadu ^{99m}Tc) typowe grubości kryształu NaI wynoszą (0,6 – 1,2) cm. Z kolei wytworzenie jednego fotoelektronu wylatującego z fotokatody fotopowielacza wymaga na ogół około 4 do 6 fotonów światła widzialnego uderzających w fotokatodę.

Wydajność świetlna scyntylatorów

Absorpcja fotonów wysokiej energii lub szybkich neutronów w scyntylatorze daje początek szybkim wtórnym cząstkom naładowanym. Przekroje czynne dla różnych procesów absorpcji silnie zależą od energii promieniowania pierwotnego i wpływają na końcową wydajność detekcji. Energia pierwotnego promieniowania cząstek naładowanych i wtórnych cząstek naładowanych ulega stopniowej absorpcji w scyntylatorze. Wydajność odnosząca się do zamiany energii szybkich cząstek naładowanych w energię światła nazywa się wewnętrzną wydajnością scyntylatora η , równą stosunkowi energii wszystkich fotonów luminescencji E_L wytworzonych w scyntylatorze do energii ΔE zdeponowanej przez mierzone promieniowanie w scyntylatorze,

$$\eta = \frac{E_L}{\Delta E} = \frac{h\nu_L}{W}$$

gdzie:

$h\nu_L$ - energia fotonu luminescencji (2 – 5 eV)

W - średnia praca produkcji fotonu (25 – 60 eV)

Pozostała część $(1 - \eta)$ energii cząstki jest rozpraszana w przejściach bezpromienistych, na produkcję fononów, itd. W najlepszych scyntylatorach W ma wartości od 25 eV do 60 eV, co można porównać do średniej pracy jonizacji powietrza (~ 34 eV). Alternatywnie wydajność wewnętrzną podaje się jako stosunek liczby fotonów luminescencji do energii straconej w scyntylatorze, ΔE .

$$\eta = \frac{E_L}{\Delta E} = \frac{1}{W}$$

lub podaje się ilość fotonów, N_{fot} , wygenerowanych w scyntylatorze, przy absorpcji energii $\Delta E = 1$ MeV

$$N_{fot} = \frac{\Delta E}{W}$$

2. SPEKTROMETR Z SCYNTYLATOREM

Współczesne scyntylatory, zarówno ciecze, polimery jak i kryształy to materiały przezroczyste. Pozwala to na rozprzestrzenianie się scyntylacyjnych fotonów w ich wnętrzu tak aby największa ich liczba dotarła do światłoczułej fotokatody. Fotony takie z miejsca wyświecania rozchodzą się we wszystkich kierunkach izotropowo, docierają do katody bezpośrednio albo po wewnętrznym odbiciu od ścianek scyntylatora. Z reguły najlepszy kształt scyntylatora jest taki gdy możliwie największa liczba fotonów dociera bezpośrednio do katody a minimalna ulega odbiciu. W wielu jednak przypadkach kształt ten zależy od postawionego fizycznego zadania jaki oczekuje się od detektora. Może on być w formie prętów, cylindrów lub wielościanów gdy chcemy np. zamknąć nimi określoną przestrzeń albo i włókien kiedy fotony muszą być transportowane na pewną odległość. Z powodu nieuchronnych wewnętrznych odbić powierzchnia scyntylatora musi być dobrze wypolerowana i często pokryta warstwą dobrze odbijającą światło np. MgO , TiO_2 lub Al . I dlatego istotne jest aby współczynnik załamania światła scyntylatora był jak największy, wtedy kąt graniczny całkowitego odbicia wewnętrznego jest najmniejszy ($\sin \alpha_{gr} = 1/n_{scyntylatora}$) aby zwiększyć efektywność zbierania fotonów scyntylacji.

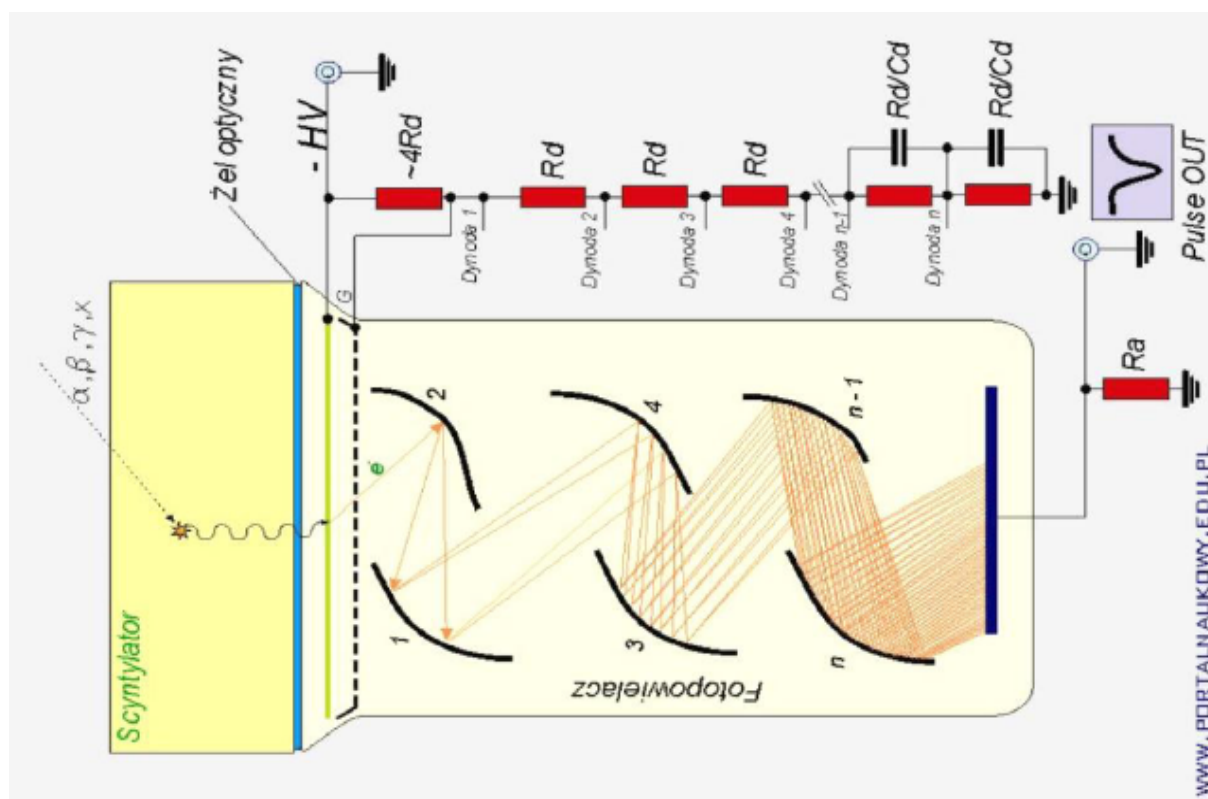
Straty światła luminescencji zależą od właściwości samego scyntylatora (przejrzystość, współczynnik załamania) i promieniowania luminescencji (barwa) oraz od geometrycznych i optycznych cech systemu (np. reflektory, światłowody, połączenia między elementami optycznymi). Duże znaczenie dla parametrów optycznych ma długość fali luminescencji i dla tego ważny jest kształt widma luminescencji. Większość najlepszych scyntylatorów ma maksimum emisji przypadające w zakresie niebieskim, fioletowym lub ultrafioletowym widma, jednak widma emisyjne niektórych scyntylatorów sięgają daleko w czerwień. Dobra przejrzystość materiału dla emitowanego światła luminescencji jest zawsze pożądana. Współczynnik załamania scyntylatora, ze względu na zjawisko całkowitego wewnętrznego odbicia powinien być dobrany do współczynnika załamania szkła fotopowielacza.

Scyntylator jest dołączony do fotopowielacza tak by fotokatoda znajdująca się w jego wnętrzu mogła zbierać fotony. Poprawny sposób połączenia zapewnia bowiem to, że maksymalna ich liczba uderzy w jej powierzchnię, Fotokatoda wykonana jest najczęściej z związków antymonu - Na_3Sb , K_3Sb , $(NaK)_3Sb$. Z reguły, gdy powierzchnia wyjściowa scyntylatora nie jest większa od powierzchni katody, scyntylator po prostu przykleja się do

okna fotopowielacza, za którym znajduje się fotokatoda. Jako kleju używa się tzw. optyczne smary, przezroczyste materiały np. sylikony, których współczynnik załamania jest mniejszy od współczynnika załamania materiału scyntylatora i szkła okna fotopowielacza. Pozwala to wniknąć fotonom do wnętrza fotopowielacza bez odbić na powierzchniach granicznych. Używane smary są płynne i nie zapewniają trwałego sklejenia, stąd okno fotopowielacza a tym samym i sam fotopowielacz jest stale przyciskany za pomocą sprężyny do scyntylatora lub odwrotnie. To duże ułatwienie bo niejednokrotnie smar ulega zestaleniu, tracąc swoją przezroczystość i wymagana jest jego wymiana. Jeśli z praktycznych względów scyntylator nie może być przyklejony bezpośrednio do okna fotopowielacza stosuje się wtedy różnego rodzaju światłowodów, wykonane ze szkła, polistyrenu, plexi, których kształt powinien jednak zapewnić aby możliwie bez odbić fotony dotarły do fotokatody, która zamknięta jest z reguły w szklanej, próżniowej bańce. Próżnia jest konieczna, aby emitowane elektrony mogły się w niej swobodnie poruszać. Fotony po drodze ze scyntylatora do fotokatody muszą przejść przez okienko fotopowielacza, które musi być wykonane z materiału o dużej transparencji dla widma luminescencji danego scyntylatora.

Fotokatoda to katoda wysyłająca elektrony pod wpływem światła. Fotokatoda jest podłączana do ujemnego bieguna napięcia zasilającego i stanowi ważny element wielu detektorów promieniowania zawierających lampy próżniowe. Konstrukcja fotokatody opiera się na cienkiej warstwie materiału naniesionej na powierzchnię nośną. Dokonujący się na fotokatodzie proces konwersji nieelektrycznego sygnału wejściowego (strumienia światła) w proporcjonalny strumień elektronów zachodzi w efekcie fotoemisji elektronów z materiału fotokatody (metal lub półprzewodnik).

Fotopowielacz, pokazany na poniższym rysunku, jest jednym z ważniejszych elementów urządzeń stosowanych przy pomiarach promieniowania jądowego a w szczególności stanowi część detektora scyntylacyjnego. Jest to urządzenie które składa się z fotokatody, układu dynod (zwykle około 10) których zadaniem jest powielenie liczby elektronów, oraz anody. Całość umieszczona w bańce próżniowej stanowi skomplikowane urządzenie, przy konstrukcji którego wykorzystana jest optyka elektronowa.



Rys. 71. Fotopowielacz z półprzezroczystą fotokatodą (zielona kreska z „-HV”).

Fotopowielacz składa się z fotokatody, dynod (od kilku do kilkunastu) i anody. Dzielnik napięcia rozdziela potencjał między dynody. Wzmocnienie prądowe fotopowielacza $M = \delta^N$, gdzie: δ jest wzmocnieniem każdej dynody i wynosi średnio (2-6), N jest liczbą dynod. Przy emisji przez scyntylator ok. $k = 20$ fotonów/ μs i jeżeli $N = 12$ i $\delta = 4$, to jeśli wydajność kwantowa fotokatody $\eta = 0.15$ to prąd anodowy: $i_a = 8.06 \times 10^{-6}$ A, na oporze obciążenia $R_a = 1 \text{ M}\Omega$, spadek napięcia $U = 8 \text{ V}$.

Na wyjściu fotopowielacza znajdującego się w całkowitej ciemności, po przyłożeniu napięcia pojawi się pewien tzw. prąd ciemny, zwany również szumami fotopowielacza. Na ten prąd składa się termoemisja elektronów z fotokatody i dynod, fluktuacja prądu upływu, jonowe i optyczne sprzężenie zwrotne oraz promieniowania beta z zanieczyszczeń promieniotwórczych materiałów konstrukcyjnych (głównie ^{40}K wchodzącego w skład szkła). Termoemisja elektronów z fotokatody i pierwszych dynod, zwielokrotniona przez wzmocnienie fotopowielacza jest głównym składnikiem prądu ciemnego. Prąd upływu jest głównie spowodowany wpływem na powierzchni materiału izolacyjnego. Składowe prądu ciemnego są zależne od napięcia przyłożonego do fotopowielacza oraz od temperatury.

Detektor scyntylacyjny jest urządzeniem składającym się ze scyntylatora i fotopowielacza; główne etapy jego pracy to:

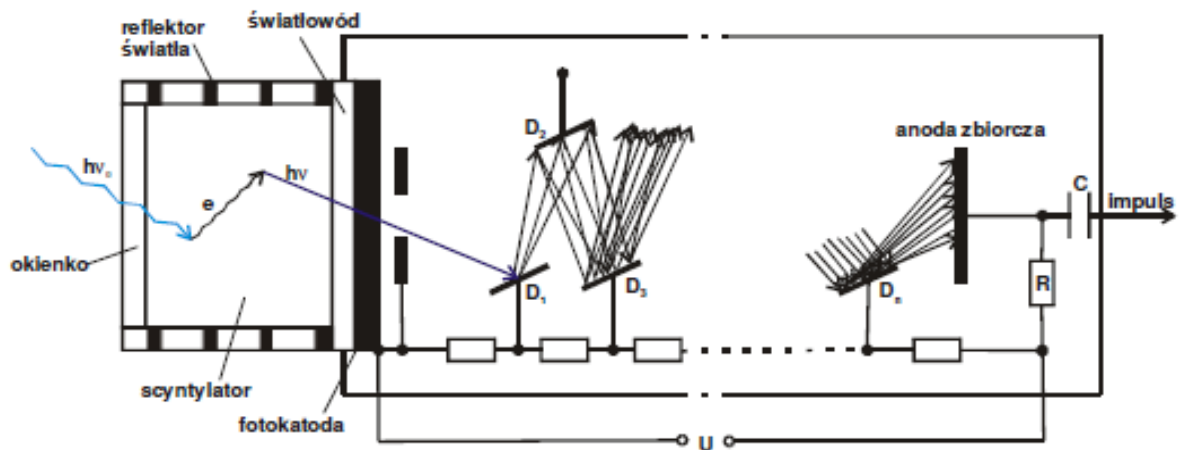
- absorpcja promieniowania o energii E padającego na scyntylator,
- przetworzenie energii zaabsorbowanej $E_{\text{zaabsorbowana}}$ na energię fotonów $E_{\text{fotonów}}$,
- przejście powstałych kwantów do fotokatody K fotopowielacza,
- absorpcja fotonów w fotokatodzie i emisja fotoelektronów,
- powielanie fotoelektronów w fotopowielaczu pomiędzy dynodami,
- impuls wyjściowy z anody A fotopowielacza.

Do katody fotopowielacza dochodzi jednak jedynie część powstałych w scyntylatorze fotonów. Efekt ten jest związany zarówno z własnościami padającego promieniowania (np. jego rodzaj, energia, widmo) i własnościami scyntylatora, jak i szeroko rozumianą geometrią układu. Ważnym zagadnieniem jest dobór odpowiedniego napięcia pracy detektora scyntylacyjnego, gdyż w miarę wzrostu napięcia zasilania U rośnie szybkość zliczania impulsów pochodzących od tła, na które składają się impulsy od czynników zewnętrznych (promieniowanie kosmiczne, zanieczyszczenia promieniotwórcze materiałów) oraz od szumów własnych fotopowielacza. Kryteria doboru napięcia U na fotopowielaczu są rozmaite. Najczęściej dobiera się doświadczalnie napięcie U tak, aby stosunek sygnał/szum był największy, dla określonej czułości aparatury rejestrującej. Amplituda impulsu wyjściowego fotopowielacza po wzmocnieniu, może być analizowana w odpowiednich urządzeniach i w rezultacie przelicznik rejestruje liczby impulsów fotopowielacza o określonej wielkości.

Czas reakcji scyntylatora, mierzony szerokością czasową impulsu wyjściowego, zależy od wielu czynników. Trzeba uwzględnić czas potrzebny na to, aby światło przebyło różne drogi w ośrodku oraz wykładniczy charakter zaniku świecenia fluorescencji z określoną stałą zaniku. Dla materiałów organicznych czas zaniku wynosi od 3 do 30 ns, a dla jodku sodu 250 ns. Czas przejścia przez fotopowielacz również podlega fluktuacjom rzędu kilku nanosekund. W scyntylatorach organicznych można uzyskać impulsy elektryczne o szerokości około 10 ns. Zaletą licznika scyntylacyjnego jest jego prostota, trwałość, wydajność detekcji i duże impulsy wyjściowe. Przestrzenna zdolność rozdzielcza scyntylatorów jest niewielka, ponieważ wysokość impulsu nie zależy bezpośrednio od położenia śladu cząstki naładowanej w scyntylatorze. Jeżeli w doświadczeniu wymagana jest lokalizacja przestrzenna, trzeba użyć dużego układu hodoskopowego złożonego z wielu małych detektorów scyntylacyjnych.

4.1.1.1.1. Licznik scyntylacyjny

Na poniższym rysunku, przedstawiono schemat układu licznika scyntylacyjnego. Cząstka jonizująca lub foton gamma wpadając do scyntylatora, wywołuje w nim zjawisko scyntylacji, czyli rozbłysku światła. Fotony tego światła padając na fotokatodę, wybijają z jej powierzchni fotoelektrony. Z kolei każdy fotoelektron jest przyspieszany polem elektrycznym w kierunku pierwszej, tak zwanych dynod fotopowielacza. Uderzając w jej powierzchnię, wybija z niej kilka elektronów wtórnych. Każdy z tych elektronów wyzwała następne elektrony z powierzchni kolejnych dynod, znajdujących się na coraz to wyższych potencjałach dodatnich. W wyniku takiego procesu powielania elektronów ich liczba zwiększa się lawinowo. Współczynnik emisji wtórnej wyraża stosunek liczby elektronów wyzwalanych z pierwszej dynody do liczby padających na nią fotoelektronów emitowanych przez fotokatodę.

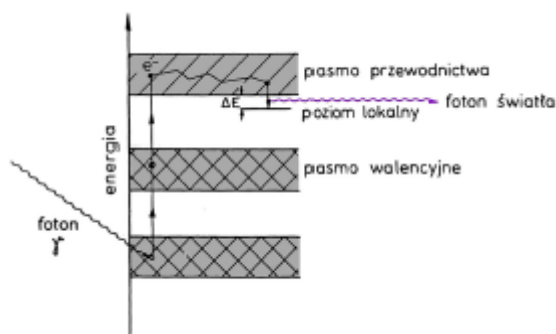


Rys. 72. Schemat układu licznika scyntylacyjnego

4.1.1.1.2. Licznik scyntylacyjny z kryształem $NaI(Tl)$

Licznik scyntylacyjny z kryształem $NaI(Tl)$ – posiada scyntylator w postaci kryształu jodku sodu (NaI) z domieszką talu (Tl), jako tzw. aktywatora. Foton gamma wpadając do kryształu może wybijać elektrony z pasma walencyjnego, dzięki czemu są przerzucane do pasma przewodnictwa, natomiast w paśmie walencyjnym powstają „dziury”. Podstawową rolę w detekcji fotonów gamma za pomocą liczników scyntylacyjnych odgrywa zjawisko absorpcji fotoelektrycznej zachodzącej w niższych pasmach energii. Uwalniany z takiego pasma fotoelektron może przerzucać następne elektrony z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa. W rezultacie cały układ przechodzi do stanu wzbudzonego kosztem energii fotonu zaabsorbowanej w kryształe. Pojawiające się w ten sposób w paśmie przewodnictwa

elektrony migrują w kryształach, napotykać na dziury w paśmie walencyjnym. Następuje rekombinacja w wyniku, czego uwalnia się pewna energia w postaci fotonów ultrafioletu. Istnieje jednak problem polegający na tym, że wydajność takiej konwersji fotoelektrycznej jest największa dla fotonów światła niebieskiego, a nie ultrafioletu. Z tego względu wytwarza się w kryształach takie lokalne poziomy energii, aby różnica energii odpowiadała energii fotonów światła niebieskiego. W tym właśnie celu do kryształu *NaI* wprowadza się domieszki aktywatora w postaci na przykład atomów talu z trzema elektronami walencyjnymi. Powoduje to powstanie w pobliżu dolnej granicy pasma przewodnictwa poziomu lokalnego. Energia wyzwolana przy przejściu elektronu z pasma przewodnictwa na poziom lokalny zostaje wyemitowana w postaci fotonu światła niebieskiego o długości fali około 410 nm.



Rys. 73. Absorpcja fotonu gamma w kryształach (*NaI* z domieszką *Tl*) z reemisją fotonu światła związaną z przejściem elektronu z pasma przewodnictwa na poziom lokalny (zjawisko scyntylacji).

Zestaw pomiarowy, pokazany na poniższym rysunku stanowią, oprócz licznika scyntylacyjnego *NaI(Tl)*, przedwzmacniacz, dyskryminator, przelicznik i zasilacz wysokiego napięcia (układ zasilania i odczytu). Źródłem promieniowania gamma jest izotop ^{241}Am umieszczony w osłonie ołowianej. Pomiedzy osłoną a licznikiem (2 kolimatory) umieszczany jest absorbent (próbki różnego typu absorbenta).



Rys. 74. Schemat poglądowy układu pomiarowego.

4.2. Dozymetria promieniowania gamma

Osobnym zagadnieniem pozostaje dozymetria promieniowania jądrowego. Nauka ta jest związana z badaniem i wyznaczaniem dawek promieniowania, którym zostały poddane organizmy żywe. Urządzenia dozymetrii, zwane są **dozymetrami**, w swojej budowie wykorzystują detektory promieniowania jądrowego. Najczęściej stosowanymi są:

- **licznik Geigera – Müllera**,
- dozymetr barwnikowy,
- emulsja światłoczuła (emulsje jądrowe),
- dozymetr termoluminescencyjny *TLD*,
- komora jonizacyjna – głównie do cechowania przyrządów i wyznaczania wzorców jednostek.

Pod wpływem cząstki promieniowania wewnątrz lampy dochodzi do jonizacji, a w konsekwencji do wyładowania lawinowego, które jest rejestrowane i zliczane przez układ nadzorujący. Wynik pomiaru jest podawany jako liczba zliczeń dokonanych w określonym czasie i przeliczany na natężenie promieniowania. Z jednej strony rozpoznaje, czy w ogóle występuje promieniowanie radioaktywne, a z drugiej strony, jak wysokie jest obecnie promieniowanie. Dozymetr sumuje dawkę promieniowania w czasie.

Dozymetr może mierzyć normę promieniowania w pewnych konkretnych jednostkach. Jak wcześniej opisano, promieniowanie jądrowe możemy podzielić na trzy warianty: alfa, gamma oraz beta. Wielkości, które odnoszą się do działania promieniowania jonizującego, definiujemy w ramach jednostki zwanej siwert (Sv).

Dla odpowiedniego zobrazowania wartości Sv emitowanego przez różne obiekty warto przypomnieć, że wartość 8 sivertów to warunki, w których człowiek wskutek zespołu popromiennego umiera. Już 1 sivert to ogromne niebezpieczeństwo dla człowieka.

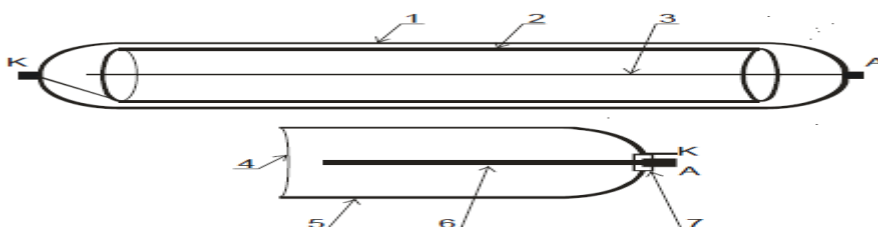
Musimy jednak pamiętać, że takie wartości nie są obecnie rejestrowane nawet podczas popularnych wycieczek do strefy skażonej w Czarnobylu. Profesjonalne dozymetry powinny więc być wyposażone w odpowiednią precyzję pomiaru, które pozwoli nam wykryć szkodliwe dla zdrowia promieniowanie gamma nawet w małych ilościach. Nowoczesne dawkomierze Geigera pozwolą nam uzyskać pomiar w kilku jednostkach: $\mu\text{Sv/h}$, $\mu\text{Gy/h}$, mR/h , cps oraz cpm.

4.2.1. Licznik Geigera, licznik Geigera-Müllera

Licznik Geigera, znany także pod nazwą licznika Geigera Müllera stanowi jedno z podstawowych urządzeń, które już od 1928 roku wykorzystywane jest do wykonywania pomiarów promieniowania jonizującego. W pierwszych, prototypowych wariantach, urządzenie było zaprojektowane w bardzo prosty sposób - szklany cylinder oraz metalowa rura, przez którą przechodził drut. Zaprojektowany przez dwóch fizyków sprzęt był jednak nieporęczny, bardzo ciężki i niezwykle awaryjny. Licznik Geigera (urządzenie do pomiaru mocy dawki) mierzy aktualną dawkę promieniowania. Licznik (detektor) Geigera-Müllera (G-M) promieniowania jonizującego, opracowany przez Hansa Geigera wraz z Walterem Müllerem w 1928 roku, należy do rodziny sond gazowych i umożliwia detekcję promieniowania gamma oraz cząstek naładowanych.

Dzisiaj jednak liczniki Geigera to w pełni mobilne, nowoczesne i bezpieczne w użytkowaniu urządzenia, które wyposażone są dodatkowo w intuicyjny wyświetlacz informujący nas o wyniku wykonywanego pomiaru. Jak dobrze wiemy, promieniowanie jonizujące to integralny element naszego życia, który wytwarzany jest nie tylko w sposób naturalny, ale także sztuczny, przy korzystaniu z urządzeń elektrycznych codziennego użytku. Choć promieniowanie to w małym stopniu nie wpływa na nasz stan zdrowia, w dużych dawkach stanowi śmiertelne zagrożenie o czym świadczy choćby historia Radium Girls. Dochodziło także do katastrof nuklearnych - jak awaria elektrowni w Fukushima. Do wykonywania pomiarów promieniowania wykorzystujemy właśnie licznik Geigera.

Możliwość detekcji cząstek naładowanych jest zdeterminowana konstrukcją danego typu licznika - sondy o „grubej” obudowie np. szklanej, metalowej mogą rejestrować jedynie promieniowanie elektromagnetyczne X i gamma. Natomiast liczniki typu kielichowego z dostatecznie cienkim okienkiem wlotowym są czułe na cząstki beta. Okienko wlotowe może być wykonane z miki o gęstości powierzchniowej 2 - 4 mg/cm².



Rys. 75. Schemat sondy G-M, u góry do detekcji promieniowania gamma: 1 - obudowa, szklana bańka, 2 - katoda, 3 - anoda. U dołu sonda kielichowa (okienkowa) do detekcji promieniowania beta: 4 - okienko mikowe, 5 - katoda, 6 - anoda, 7 - izolator

Na powyższym rysunku, wewnątrz szczelnej obudowy detektora G-M znajdują się dwie elektrody: cylindryczna katoda i umieszczona w jej osi anoda. Wnętrze licznika jest wypełnione gazem, np. argonem, neonem, wodorem pod ciśnieniem około 100 - 200 mmHg (13 - 27 kPa). Pomędzy elektrodami licznika jest przyłożone wysokie napięcie zależne od typu licznika 300 - 1500 V.

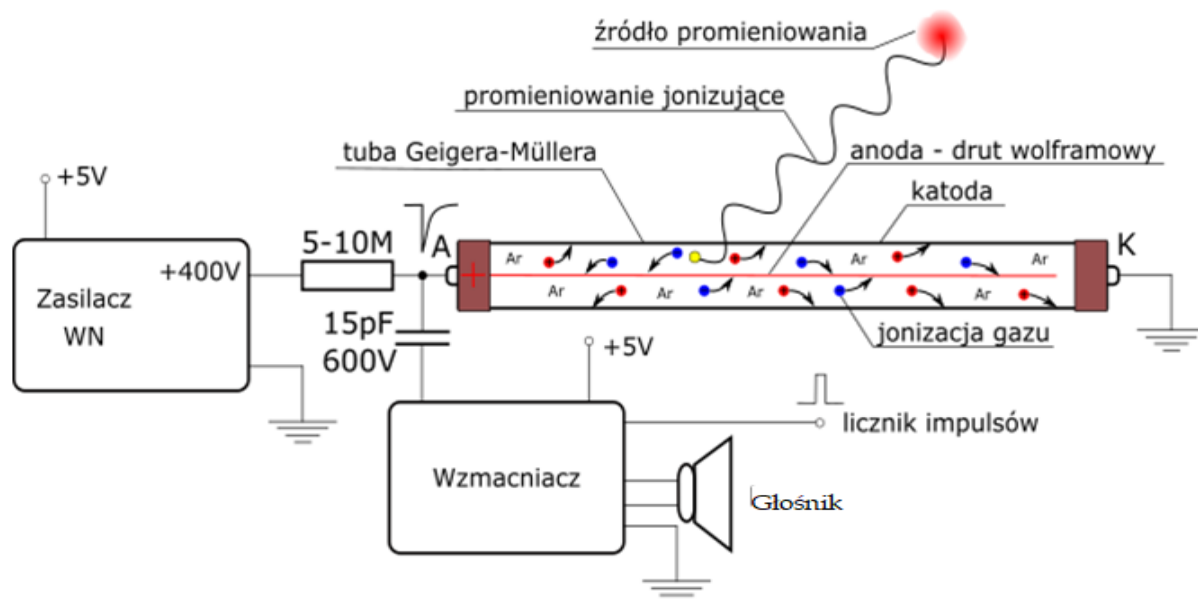
Ponieważ jonizacja gazów wewnątrz licznika zachodzi nie tylko w wyniku promieniowania alfa, ale także innych rodzajów promieniowania jonizującego (beta i gamma), toteż licznik Geigera zlicza w istocie niemal całkowity poziom czynników jonizujących w otoczeniu. Licznikiem Geigera można oceniać także liczbę fotonów światła (jak we wspomnianej niżej fotodiodzie gazowanej) i promieniowania rentgenowskiego, ale nie można nim badać bezpośrednio natężenia strumienia neutronów – cząstek niewywołujących jonizacji. Jednak istnieje rozwiązanie pomijające wspomnianą przeszkodę.

Licznik taki albo wypełnia się wodorem (neutrony zderzają się z jądrami wodoru – protonami, powodując ich ruch), lub też otacza się folią kadmową. Wówczas neutrony pochłaniane przez kadm wywołują w nim reakcję jądrową, wynikiem czego jest powstanie promieniowania gamma. Następnie promieniowanie gamma przenika do objętości czynnej licznika, powodując powstanie sygnału. Warunkiem wykorzystania kadmu jest wcześniejsze spowolnienie neutronów do energii otoczenia (neutrony termiczne), co można otrzymać np. poprzez umieszczenie licznika w bloku parafinowym, teflonowym itp.

4.2.1.1. Budowa licznika

Licznik promieniowania jonizującego Geigera-Müllera został opracowany w 1928 roku przez niemieckiego fizyka jądrowego Hansa Geigera, a następnie ulepszony przez Waltera Müllera. Urządzenie umożliwia detekcję niemal wszystkich czynników jonizujących (bez możliwości rozdzielenia na poszczególne rodzaje promieniowania i bez możliwości badania natężenia cząstek jonizujących).

Głównym elementem wykonawczym każdego detektora jest tuba Geigera-Müllera, przedstawiony na poniższym rysunku.



Rys. 76. Zasada działania licznika G-M (wartości napięcia polaryzującego, rezystora i kondensatora właściwe dla tub typu *STS-5* i *SBM-20*)

Jest to prosta lampa gazowa składająca się z dwóch elektrod - dodatniej anody i ujemnej katody. Katodę stanowi zewnętrzna obudowa. Stanowi ją hermetyczna, cylindryczna rurka wykonana z metalu bądź szkła. W przypadku rurek szklanych, od środka napyłona jest na nie warstewka substancji przewodzącej. Wnętrze rurki jest wypełnione argonem (*Ar*) z niewielkim dodatkiem par alkoholu, co opisano poniżej. Wzdłuż jej osi symetrii jest umieszczony cienki drut wolframowy o średnicy około 0,1mm. Stanowi on elektrodę dodatnią - anodę. Gdy do tuby podłączymy wysokie napięcie (ok. 400V) i do wnętrza tuby Geigera-Müllera, a konkretnie do objętości czynnej detektora, dostanie się cząstka promieniowania jonizującego (cząstka alfa, β , kwant γ lub elektron wtórny wybity z obudowy licznika), dochodzi do jonizacji gazu uwięzionego w jej wnętrzu - jonizacja pierwotna. Od atomu argonu odrywają się ujemnie naładowane elektrony (e^-). Prowadzi to do powstania jonów dodatnich Ar^+ .

Wysokie napięcie przyłożone pomiędzy katodą i anodą detektora G-M powoduje powstanie silnego niejednorodnego pola elektrycznego. Cząstka beta, kwant gamma lub elektron wtórny wybity z obudowy licznika wpadający do objętości czynnej detektora powoduje jonizację atomów (cząsteczek) gazu - jonizacja pierwotna. Zjonizowane atomy gazu i elektrony są rozpędzane w niejednorodnym polu elektrycznym pomiędzy elektrodami. Największe natężenie pola elektrycznego występuje w pobliżu dodatniej anody i tam elektrony powstałe

w wyniku jonizacji uzyskują energię kinetyczną, wystarczającą do wzbudzenia lub jonizacji kolejnych atomów (cząsteczek) gazu. Dodatkowo jony rozpędzane w polu elektrycznym po dotarciu do ujemnej katody również wybijają z niej elektrony.

Wzbudzone atomy gazu, w wyniku deaktywacji promienistej, zaczynają także emitować promieniowanie ultrafioletowe. Wytworzone cząstki (e^- , Ar^+ i fotony promieniowania ultrafioletowego) są przyspieszane w polu elektrycznym. Jony dodatnie Ar^+ kierują się w stronę elektrody ujemnej (ścianek tuby), a wolne elektrony w kierunku elektrody dodatniej (wolframowego drutu). Proces ma charakter lawinowy, dlatego nazywany jest *wyładowaniem lawinowym*. Przyspieszane jony często zderzają się z innymi napotkanymi atomami Ar prowadząc do ich dalszej jonizacji. Wyładowanie lawinowe jest także podtrzymywane przez fotoelektrony (elektrony wybijane z katody w wyniku jej bombardowania przez fotony promieniowania ultrafioletowego (*zjawisko fotoelektryczne zewnętrzne*)) oraz przez elektrony, które powstają na wskutek bombardowania katody przez docierające do niej jony dodatnie gazu. Wyładowanie lawinowe objawia się chwilowym przepływem prądu jonowego pomiędzy anodą i katodą tuby; w takim stanie licznik nie może rejestrować kolejnych cząstek β i kwantów γ .

W obwodzie zamkniętym rezystorem, którego wartość zależy od zastosowanej tuby, objawia się to chwilowym spadkiem napięcia. Impuls taki oznacza, że przez tubę właśnie przeniknęła cząstka promieniowania jonizującego. Licznik G-M zlicza te impulsy. Po każdym z nich, aby następny impuls mógł być zliczony, napięcie musi powrócić do poziomu sprzed wyładowania lawinowego. W związku z tym, dla każdego dozymetru istnieje parametr zwany "*czasem martwym*", w trakcie którego, promieniowanie nie może być rejestrowane.

Aby móc rejestrować wszystkie cząstki jonizujące przechodzące przez tubę, zależy nam aby czas martwy był możliwie krótki. Wyładowania lawinowe muszą być więc szybko gaszone. Wygaszenie wyładowania lawinowego można uzyskać poprzez modyfikację składu gazu wypełniającego licznik - dodanie cząstek gazu wieloatomowego, np. par alkoholu, metanu (np. 90 % Ar , 10 % C_2H_5OH). Jony cząsteczek wieloatomowych pochłaniają promieniowanie ultrafioletowe i nie wybijają z katody elektronów. Liczniki taki nazywamy **samogasnącym**, ponieważ molekuly wieloatomowe pochłaniają promieniowanie ultrafioletowe. Jony molekuł wieloatomowych podczas rozpędzania polu elektrycznym częściej ulegają zderzeniom niż zjonizowane atomy (mają większy przekrój czynny na zderzenia) tracąc w ten sposób energię

kinetyczną. W rezultacie ich energia po dotarciu do katody nie jest wystarczająca do wybijania elektronów.

Gaszenie zewnętrzne wyładowania lawinowego uzyskuje się metodami:

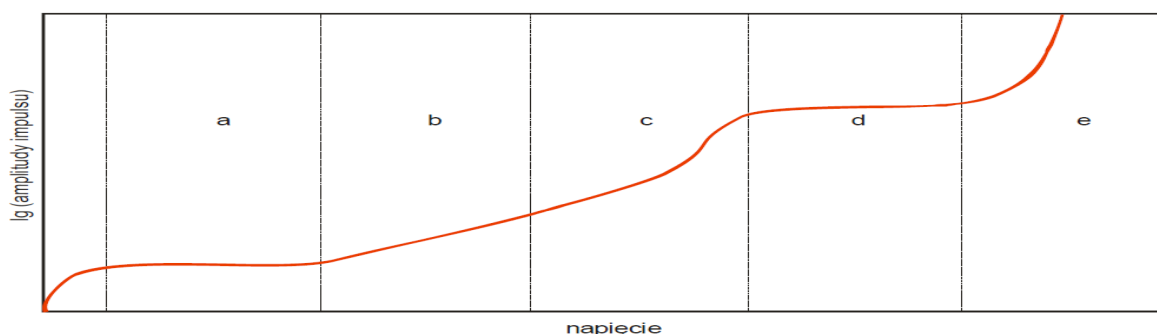
- elektrycznymi - np. stosując bardzo dużą rezystancję rzędu $10^3 \text{ M}\Omega$ w obwodzie wyjściowym detektora, który uniemożliwia szybkie odprowadzenie ujemnego ładunku (elektronów) z anody, co prowadzi do spadku natężenia pola elektrycznego. Elektrony nie mają wystarczającej energii kinetycznej do wywołania kolejnych aktów jonizacji. Spadek napięcia na rezystorze po wyładowaniu jest tak duży, że napięcie pozostałe na detektorze jest za małe do podtrzymania kaskady wyładowań w nim.
- elektronicznymi - obniżając napięcie na detektorze po rozpoczęciu wyładowania, na czas rzędu kilkudziesięciu mikrosekund.

W przypadku detektora G-M amplituda impulsu napięciowego nie zależy od energii rejestrowanych cząstek promieniowania jonizującego, dlatego licznik ten służy tylko do rejestracji impulsów - liczby cząstek. Inne liczniki gazowe takie jak komora jonizacyjna, licznik proporcjonalny, umożliwiają pomiar energii rejestrowanych cząstek promieniowania jonizującego.

W komorze jonizacyjnej, z uwagi na niewielkie przyłożone napięcie, występuje zjawisko jonizacja pierwotnej, a liczba wytworzonych jonów jest proporcjonalna do traconej przez cząstkę energii. Komora jonizacyjna może pracować jako impulsowa rejestrując pojedyncze cząstki (niewielka amplituda impulsów utrudnia pomiary - rejestracja cząstek o dużej gęstości jonizacji) oraz jako prądowa, gdzie mierzony jest prąd przepływający przez komorę, który jest proporcjonalny do strumienia przechodzących cząstek.

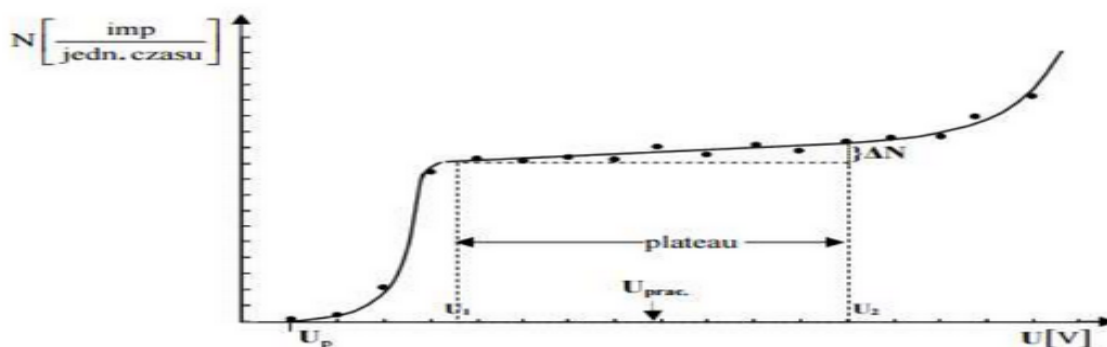
Licznik proporcjonalny pracuje w takim zakresie napięć, że elektrony z jonizacji pierwotnej rozpędzane w polu elektrycznym pomiędzy katodą i anodą uzyskują dostatecznie duże energie by wywołać wzbudzenie i jonizację atomów gazu. Następuje proporcjonalny względem ładunku jonizacji pierwotnej wzrost ładunku docierającego do elektrody - wzmocnienie gazowe. Impulsy mają większą amplitudę niż w przypadku komory jonizacyjnej, a jednocześnie pozostają proporcjonalne do ilości jonów z jonizacji pierwotnej, a zatem do energii traconej przez cząstkę. Napięcie zasilania licznika proporcjonalnego musi być stabilne - zmiana napięcia prowadzi do zmiany wzmocnienia.

Detektory gazowe w ogólności zbudowane są z elektrod (katody, anody), które można traktować jak kondensator, różnią się natomiast geometrią, składem oraz ciśnieniem wypełniającego gazu i co najważniejsze - napięciem pracy, co pokazano na Rys. 77.



Rys. 77. Charakterystyka gazowych detektorów promieniowania - zależność liczby par jonów zebranych na elektrodach w funkcji napięcia, *a* - obszar pracy komory jonizacyjnej, *b* - obszar pracy licznika proporcjonalnego, *c* - obszar ograniczonej proporcjonalności, *d* - obszar **plateau** pracy detektora G-M, *e* - obszar wyładowań samorzutnych.

Jak można zauważyć na powyższym rysunku, obszar *d* stanowi charakterystykę licznika G-M; pokazuje nam długość i nachylenie **plateau**. Plateau z języka francuskiego oznacza płaskowyz i nazwa ta jest w tym przypadku bardzo adekwatna. Plateau licznika G-M to prosty płaski lub lekko nachylony odcinek, krzywej wykresu liczby zliczeń w funkcji napięcia. Odcinek ten da się opisać funkcją liniową „wolno” rosnącą - o niewielkim nachyleniu, a zatem liczba zliczeń w tym obszarze niemal nie zależy od napięcia. Napięcie środka plateau jest dobrym punktem pracy licznika, ponieważ wahania napięcia zasilania nie będą wpływały (fałszowały) wyników pomiarów. Typowa charakterystyka impulsowo-napięciowa licznika G-M została pokazana na poniższym rysunku.



Rys. 78. Charakterystyka licznika G-M

Na osi rzędnych odłożona jest liczba zliczeń, a na osi odciętych napięcie zasilania detektora G-M. Napięcie U_p oznacza napięcie progowe poniżej, którego detektor G-M nie może rejestrować promieniowania jonizującego - nie powstaje wyładowanie lawinowe. U_1 jest napięciem początku plateau, a U_2 - napięciem końca plateau.

Licznik zaczyna rejestrować cząstki powyżej napięcia U_p zwanego napięciem progowym licznika. Początkowo liczba zliczeń szybko rośnie wraz ze wzrostem napięcia.

Następnie w pewnym przedziale napięcia liczba zliczeń zmienia się nieznacznie. Ten właśnie obszar to plateau. Im dłuższe plateau i im mniejsze jego nachylenie tym licznik jest lepszy.

$$a = \frac{\frac{N_2 - N_1}{N_p}}{\frac{U_2 - U_1}{100}} \cdot 100\%$$

gdzie:

- N_2 - liczba zliczeń na końcu plateau przy napięciu U_2
- N_1 - liczba zliczeń na początku plateau przy napięciu U_1
- N_p - liczba zliczeń w wybranym miejscu pracy licznika - na środku plateau

Typowa wartość nachylenia plateau waha się pomiędzy 2 a 5 % na 100V.

Pomiędzy napięciem progowym U_p , a napięciem początku plateau U_1 , jak i powyżej napięcia końca plateau U_2 liczba zliczeń „silnie” zależy od napięcia zasilania i nie są zapewnione stabilne warunki do pracy detektora G-M. Ponadto przy napięciach większych od U_2 w liczniku może powstawać wyładowania samorzutne i niegasnące.

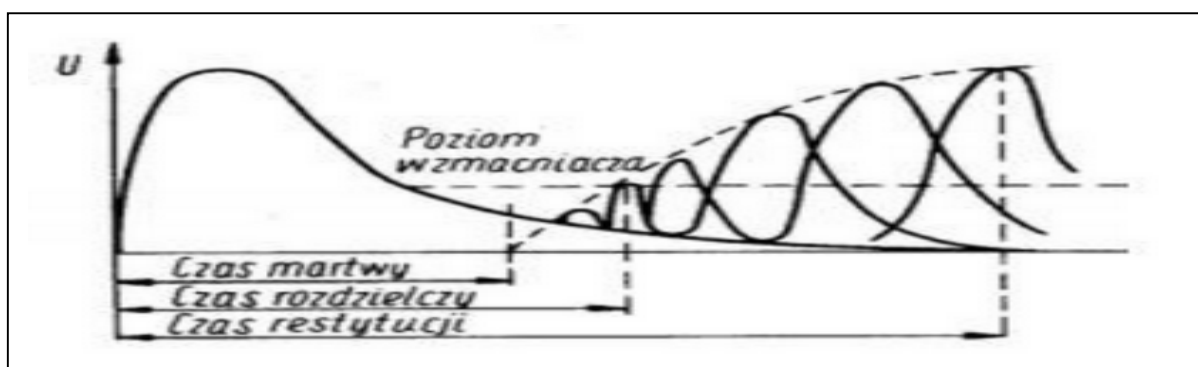
Liczniki G-M, sondy scyntylacyjne, półprzewodnikowe jak i elektronika przetwarzająca sygnały charakteryzują się pewną rozdzielczością czasową. Oznacza to, że z dwóch lub większej liczby zdarzeń występujących w niewielkim odstępie czasowym zostanie zarejestrowane tylko to pierwsze - następuje gubienie zliczeń. W przypadku licznika G-M największy wkład w rozdzielczość ma czas martwy.

Kolejnym ważnym parametrem jest czas martwy. Jest to czas w którym licznik nie jest aktywny. Czas martwy τ licznika G-M, jest to przedział od chwili, gdy cząstka lub kwant promieniowania wywoła wyładowanie lawinowe, do czasu zgaszenia tego wyładowania. Nie może wtedy rejestrować kolejnych cząstek. Liczniki Geigera-Mullera charakteryzuje się czasem martwym rzędu $\tau \sim 10^{-4}$ s. Czasowa zdolność rozdzielcza elektroniki zliczającej impulsy jest wielokrotnie lepsza od zdolności rozdzielczej detektora G-M i można przyjąć, że nie ma wpływu na rejestrowane wyniki.

Dla wyznaczenia rzeczywistej częstości zliczeń (liczba zliczeń na jednostkę czasu) możemy przyjąć następujące rozumowanie. Jeśli przez n_z oznaczymy zarejestrowaną częstość zliczeń w jednostce czasu, a przez τ czas martwy, to przez czas $n_z\tau$ detektor nie był zdolny do rejestrowania zliczeń (czas trwania wyładowań lawinowych), a rzeczywisty czas rejestracji wynosił $(1 - n_z\tau)$, wówczas możemy zapisać, że rzeczywista częstość zliczeń wynosi:

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

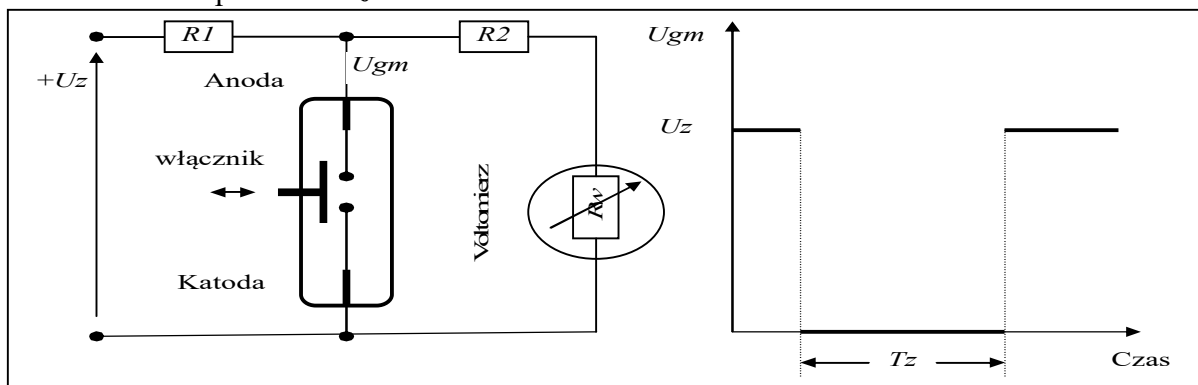
Zależność amplitudy napięcia od czasu martwego pokazano na poniższym rysunku:



Rys. 79. Licznik G-M. Zależność amplitudy napięcia od czasu martwego

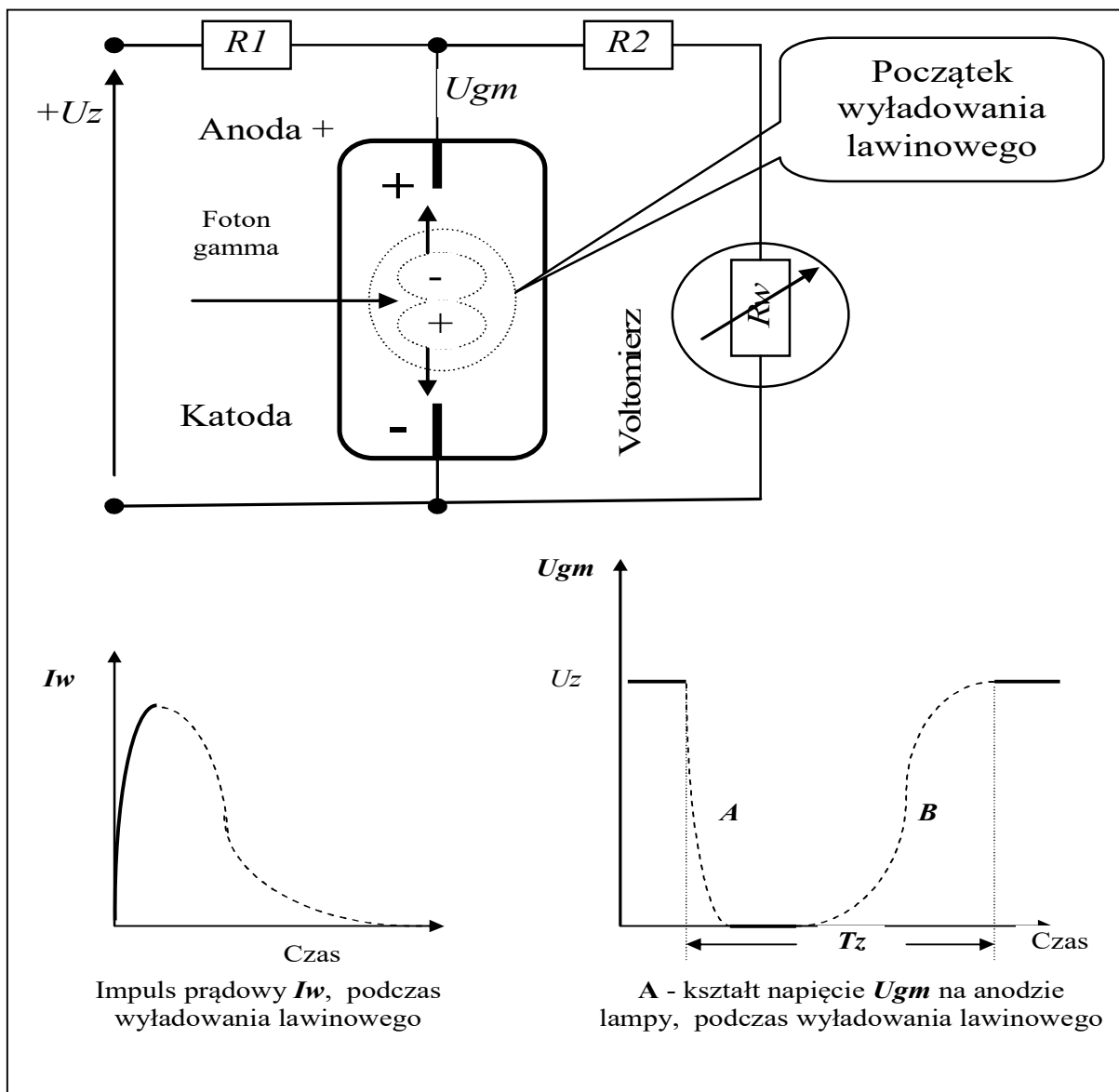
4.2.1.1.1. Teoretyczne podstawy pomiaru na przykładzie lampy G-M typu SBM-20

Na poniższym rysunku przedstawiono teoretyczny wykres napięć na anodzie lampy G-M. Na początku, kiedy włącznik nie zwiera styków, wówczas napięcie na anodzie wynosi U_z . Podczas dokonania zwarcia styków w lampie, napięcie anodowe U_{gm} spada do zera, czas zwarcia określa parametr T_z .



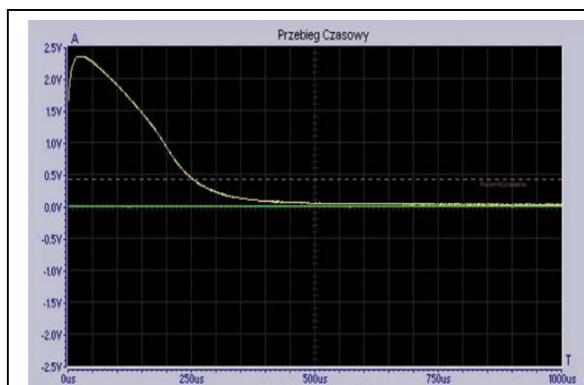
Rys. 80. Teoretyczny przebieg napięcia anodowego U_{gm}

Kwanty promieniowania jonizującego przecinające powierzchnię lampy powodują jonizację pojedynczych cząsteczek gazu, w wyniku czego powstają pary elektron-jon. Silne pole elektryczne powoduje przyspieszenie jonów oraz elektronów, które podążają w kierunku katody oraz anody. Przemierzające się cząsteczki mają wystarczającą energię do jonizacji kolejnych cząsteczek gazu, co powoduje powstanie wyładowania lawinowego, którego wynikiem jest przepływ krótkotrwałego impulsu prądowego I_w , ograniczonego za pomocą rezystora anodowego $R1$, którego teoretyczny kształt pokazano na poniższym rysunku. Pokazano też na nim kształt napięcia anodowego U_{gm} podczas wyładowania lawinowego w lampie G-M.

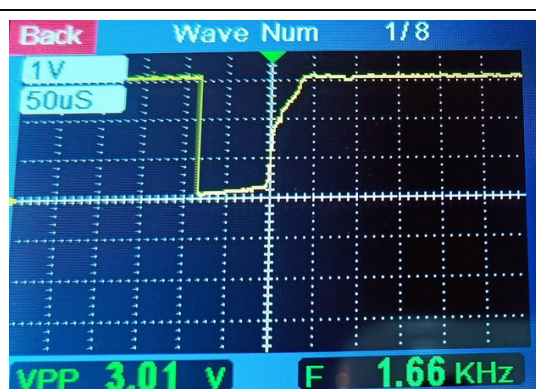


Rys. 81. Teoretyczny przebieg impulsu prądowego I_w oraz napięcia anodowego U_{gm} podczas wyładowania lawinowego w lampie G-M

Na poniższym Rys. 82. przedstawiono przebieg prądu anodowego impulsu powstałego w wyniku przejścia przez lampę Geigera-Mullera SBM-20 cząstki promieniowania jonizującego gamma, na podstawie amatorskiego radiometru AVT-5204 [Bryndza], wykorzystujący lampę Geigera- Mullera SBM-20, pokazanej w podrozdziale 4.2.1.1. "Budowa licznika". Ponadto, na Rys. 83 pokazano oscylogram impulsu cyfrowego ukształtowanego elektronicznie, kierowanego do licznika impulsów. Niestety, nie należy go interpretować jako analogowy opis wyładowania lawinowego.



Rys. 82. Przebieg prądu anodowego impulsu powstałego w wyniku przejścia przez lampę Geigera-Mullera SBM-20 cząstki promieniowania jonizującego.



Rys. 83. Oscylogram impulsu cyfrowego ukształtowanego elektronicznie, kierowanego do licznika impulsów. (PROJEKTY niedokończone - <http://t1ak.eu5.net/index.php/liczniki-geigera/konstrukcja-licznika>)

Każda przebiegająca cząstka powoduje wygenerowanie impulsu prądowego o bardzo krótkim czasie narastania oraz czasie opadania rzędu kilkuset mikrosekund. Czas opadania nazywany jest czasem martwym licznika, ponieważ lampa nie reaguje na kwanty promieniowania. Czas ten powinien być jak najkrótszy, ponieważ od niego zależy maksymalna dawka promieniowania, przy której lampa jest w stanie pracować poprawnie. Zgodnie z danymi katalogowymi lampy SBM-20, minimalna wartość czasu martwego wynosi 190 ms.

Zakres widma promienia jonizującego, na które wrażliwa jest lampa zależy od jej konstrukcji. Lampy czułe na mniej przenikliwe typy promieniowania alfa oraz beta mają specjalne okienko wykonane z miki, natomiast najbardziej popularne lampy, takie jak *SBM-20*, czułe na promieniowanie *X* oraz gamma, najczęściej wykonane są w postaci jednolitego, metalowego walca. Ilość impulsów zliczona w danej jednostce czasu jest proporcjonalna do mocy dawki ekspozycyjnej (*X*). Jest to wartość stała dla lampy danego typu oraz danej energii promieniowania, która zgodnie z danymi katalogowymi lampy *SBM-20* wynosi dla niej 29 impulsów/sekundę na 1 mR/s w przypadku radiozotopu ^{226}Ra oraz 22 impulsy/sekundę na 1

mR/s w przypadku radioizotopu ^{60}Co . W przypadku amatorskiego licznika możemy zatem śmiało założyć, że średnia czułość licznika *SBM-20* wynosi 25 impulsów/sekundę dla mocy dawki ekspozycyjnej równej 1 mR/godzinę. A zatem, ilość impulsów zliczonych w czasie 40 sekund, będzie odpowiadać mocy dawki ekspozycyjnej wyrażonej w mR/godzinę.

Amatorski radiometr *AVT-5204* umożliwia:

- Pomiar mocy równoważnika dawki w zakresie od 0,01 mS/h do 999,9 mS/h
- Pomiar równoważnika dawki w zakresie od 0,00001 mSv do 9999 mSv

Lampa G-M umożliwia bezpośredni pomiar mocy dawki ekspozycyjnej X . Większość liczników Geigera-Mullera wyświetla moc równoważnika dawki, ponieważ pozwala on ocenić skutki biologiczne oddziaływania promieniowania jonizującego, co najczęściej jest najbardziej interesujące. Lampa G-M nie pozwala dokładnie określić energii promieniowania jonizującego, a zatem bezpośrednio na podstawie zliczonych impulsów nie da się dokładnie wyznaczyć mocy równoważnika dawki.

4.2.1.2. Wyznaczanie czasu martwego licznika G-M metodą dwóch źródeł

Metoda wyznaczania czasu martwego licznika G-M metodą dwóch źródeł, polega na zarejestrowaniu częstości zliczeń (liczby zliczeń w jednostce czasu) n_1 , n_2 oraz n_{12} , gdzie:

n_1 - częstość zliczeń otrzymana dla pierwszego źródła;

n_{12} - częstość zliczeń otrzymana dla pierwszego i drugiego źródła razem;

n_2 - częstość zliczeń otrzymana dla drugiego źródła.

Można łatwo sprawdzić, że: $n_1 + n_2 > n_{12}$

Wynik nie powinien być dla nas zaskoczeniem większa częstość zliczeń od dwóch źródeł jednocześnie zwiększa prawdopodobieństwo gubienia impulsów spowodowane czasem martwym. Rzeczywistą częstość zliczeń możemy zapisać jako:

$$n_{r1} = \frac{n_1}{1 - n_1 \tau}; n_{r12} = \frac{n_{12}}{1 - n_{12} \tau}; n_{r2} = \frac{n_2}{1 - n_2 \tau};$$

gdzie: τ - czas martwy, n_{r1} , n_{r12} , n_{r2} - rzeczywiste częstości zliczeń dla źródła pierwszego, pierwszego i drugiego oraz drugiego. Przyjmując, że dla rzeczywistych wartości częstości zliczeń spełniona jest poniższa równość:

$$n_{r1} + n_{r2} = n_{r12}$$

a uwzględniając tło:

$$n_{r1} - n_{rt} + n_{r2} - n_{rt} = n_{r12} - n_{rt}$$

otrzymujemy:

$$\frac{n_1}{1 - n_1\tau} + \frac{n_2}{1 - n_2\tau} = \frac{n_{12}}{1 - n_{12}\tau} + \frac{n_t}{1 - n_t\tau}$$

Z powyższego równania pomijając wyrazy o małym wkładzie (proporcjonalnych τ^2)

otrzymamy wyrażenie na czas martwy w postaci:

$$\tau = \frac{(n_1 + n_2 - n_{12} - n_t)}{2n_1 \cdot n_2} \approx \frac{n_1 + n_2 - n_{12}}{2n_1 \cdot n_2}$$

4.2.1.2.1. Pomiar czasu martwego licznika G-M metodą dwóch źródeł

W celu przeprowadzenia pomiaru czasu martwego, jak podano w poprzednim rozdziale, należy dla wybranego napięcia pracy ustalonego na podstawie wykresu liczby zliczeń w funkcji napięcia:

- zarejestrować liczbę zliczeń N_1 w wybranym czasie dla źródła 1;
- zarejestrować liczbę zliczeń N_{12} w wybranym czasie dla obydwu źródeł 1 i 2;
- zarejestrować liczbę zliczeń N_2 w wybranym czasie dla źródła 2;
- zarejestrować tło w czasie wielokrotnie dłuższym i znormalizować do czasu pomiaru dla źródeł.

W tym pomiarze, warunki eksperymentu dobrać w taki sposób by częstość zliczeń od pojedynczego źródła wynosiła około 100/1s. Liczba zliczeń od pojedynczego źródła nie może być mniejsza od 10^3 . Tak ustalone warunki eksperymentu zapewnią niepewność statystyczną liczby zliczeń na poziomie 1% (niepewność statystyczna dla liczby zliczeń N wynosi $N^{1/2}$) oraz dostatecznie duży czas martwy. Obliczenia czasu martwego dokonujemy zgodnie z podanym w poprzednim rozdziale równaniem:

$$\tau = \frac{(n_1 + n_2 - n_{12} - n_t)}{2n_1 \cdot n_2} \approx \frac{n_1 + n_2 - n_{12}}{2n_1 \cdot n_2}$$

Niepewność wyznaczenia czasu martwego należy określić za pomocą reguły kwadratowego przenoszenia niepewności, tzn. metody różniczki zupełnej. Umieszczenie źródeł (geometria układu) wpływa na liczbę zliczeń, dlatego umieszczamy pod licznikiem źródło pierwsze i przeprowadzamy pomiar - N_1 . Następnie nie ruszając źródła pierwszego dokładamy źródło

drugie i przeprowadzamy pomiar dla dwóch źródeł - N_{I2} . W końcu, usuwamy źródło pierwsze (nie ruszając źródła drugiego) i przeprowadzamy pomiar - N_2 .

4.2.1.3. Oszacowanie wydajności licznika G-M na promieniowanie gamma

Oszacowanie wydajności licznika na promieniowanie gamma można przeprowadzić dla długożyciowego preparatu promieniotwórczego o znanej aktywności A emitującego kwanty gamma. Przyjmując, że preparat ma małe rozmiary w porównaniu z odległością od detektora r możemy go traktować jako źródło punktowe o izotropowej charakterystyce emisji. Izotropową emisją źródła oznacza, że kwanty γ są emitowane w każdym kierunku z takim samym prawdopodobieństwem - w pełny kąt bryłowy równy 4π steradianów. Dla określenia wydajności detektora G-M najpierw należy obliczyć ile z emitowanych kwantów γ trafi w powierzchnię czynną licznika, czyli z jakiego kąta bryłowego licznika zbiera sygnał oraz stosunek tego kąta do pełnego kąta bryłowego.

W tym celu założymy, że pole płaskiej powierzchni czynnej licznika S jest mniejsze od kwadratu odległości *licznik-źródło* r^2 , czyli od jednego steradiana, wówczas kąt bryłowy z jakiego zbierane są kwanty γ można przybliżyć przez $\Omega = S/r^2$.

Stosunek kąta bryłowego Ω do pełnego kąta bryłowego oznaczmy jako:

$$\omega = \frac{\Omega}{4\pi}$$

Wówczas do detektora G-M w czasie t dociera N_0 kwantów gamma:

$$N_o = nAt\omega$$

Wydajność detektora G-M możemy określić zależnością:

$$\varepsilon = \frac{N_z}{N_o} = \frac{N_z}{nAt\omega}$$

gdzie:

N_z - liczba zarejestrowanych kwantów γ ,

n - ilość kwantów γ emitowanych podczas jednego aktu rozpadu,

A - aktywność źródła przeliczona na dzień dokonywania pomiarów,

t - czas pomiaru,

ω - część pełnego kąta bryłowego z jakiej zbierane są kwanty γ .

W celu przeprowadzenia oszacowania wydajności licznika na promieniowanie gamma należy:

- dla preparatu promieniotwórczego emitującego kwanty gamma o znanej aktywności

- zmierzyć odległość preparatu od licznika;
- zmierzyć średnicę licznika G-M,
- przeliczyć aktywność preparatu na dzień wykonywania pomiaru;
- dla wybranego napięcia pracy ustalonego na podstawie wykresu liczby zliczeń
- w funkcji napięcia zarejestrować liczbę zliczeń w zadanym czasie;
- na podstawie poniższego równania:

$$\varepsilon = \frac{N_z}{N_o} = \frac{N_z}{nAt\omega}$$

dokonać oszacowania wydajności licznika;

Na schemacie rozpadu dla wybranego źródła sprawdzić ilość kwantów gamma emitowanych podczas jednego aktu rozpadu. W przypadku gdy źródło oprócz kwantów gamma emituje cząstki beta pomiędzy źródłem, a detektorem umieścić przesłonę wykonaną np. z pleksiglasu.

4.2.1.4 Oszacowanie wydajności licznika G-M na promieniowanie beta (β)

Wydajność detektora G-M na promieniowanie β można określić w sposób podobny do wydajności na promieniowanie γ . Jednakże w przypadku promieniowania β musimy uwzględnić dwa dodatkowe efekty mianowicie pochłanianie promieniowania β w okienku i warstwie powietrza oraz rozproszenie wsteczne:

$$N_o = bAt\omega e^{-\frac{\mu_d}{\rho}}$$

$$\varepsilon = \frac{N_z}{N_o} = \frac{N_z}{nbAt\omega e^{-\frac{\mu_d}{\rho}}}$$

gdzie:

N_z - liczba zarejestrowanych cząstek β

A - aktywność źródła przeliczona na dzień dokonywania pomiarów

t - czas pomiaru

ω - część pełnego kąta bryłowego z jakiej zbierane są cząstki β

μ/ρ - masowy współczynnik osłabiania (cm^2/g)

d - grubość warstwy powietrza i okienka detektora w g/cm^2

b - współczynnik korekty na rozproszenie zwrotne

n - ilość cząstek emitowanych podczas jednego aktu rozpadu

4.2.1.5. Podsumowanie wydajności licznika G-M

Dla każdego rodzaju promieniowania wydajność licznika jest inna, ponadto może być zależna od energii promieniowania jak jest w przypadku kwantów gamma. Wydajność licznika dla promieniowania beta jest bliska jedności (100 %), czyli praktycznie wszystkie elektrony, które przejdą przez okienko wejściowe do wnętrza licznika zostaną zarejestrowane. W przypadku promieniowania gamma, wydajność licznika jest znacznie niższa. Dla kwantów o energii 1 MeV wynosi około 0,01 (1 %).

5. Historia dozymetrów Geigera

Dozymetry G-M, z domieszką gazów wieloatomowych, noszą nazwę dozymetrów samogasnących. Pierwszy licznik tego typu opracowany został przez Ernesta Rutherforda i Hansa Geigera w roku 1908 i zdolny był do detekcji wyłącznie cząstek alfa. W roku 1928 Geiger wraz ze swoim doktorantem, Walterem Müllerem, udoskonalił swój licznik, dzięki czemu pozwalał on na pomiary także promieniowania beta i gamma. Rozwinięciem licznika Geigera jest licznik halogenowy (wykorzystujący pary rtęci), opracowany w 1947 roku przez Sidneya Liebsona. Różni się od pierwowzoru większą trwałością i niższym – bezpieczniejszym – napięciem polaryzującym, co jest istotne w zastosowaniu do urządzeń przenośnych. Obniżenie napięcia pracy można również otrzymać poprzez dodanie domieszki chlorowców do gazu roboczego. Współczesne konstrukcje detektorów dostępne są w sprzedaży np. pod nazwami *STS-5* i *BOI-33*.

6. Literatura

- [Ahmed] Ahmed, S. N. (2014). Interaction of neutral particles with matter. W: Ahmed, S. N. *Physics and Engineering of Radation Detection* (s. 146-155).
- [Attix] Attix, F. H. (1986). Gamma- and X-ray interactions in matter. W: Attix, F. H., *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*. Wiley-VCH.
- [Baroody] Baroody E. M.: A theory of secondary electron emssion from metals. *Phys. Rev.* 1950, 78, 780.
- [Bichsel] Bichsel, H. (1968). Chapter 4: Charged Particles Interactions. W: Attix, F. H., Roesch, W. . (red.) *Radiation Dosimetry Second Edition, Volume I: Fundamentals* (s. 157-228). Academic Press.
- [Bojarski] Bojarski Z.: Mikroanalizator rentgenowski, Biblioteka Fizyki Metali, Wydawnictwo "Śląsk", Symbol 10331/H, Katowice, 1971.
- [Bok] Bok Z.: Przemiany fazowy w stopie Cu - 12,4 % Al, praca magisterska, Instytut Fizyki i Chemii Metali Uniwersytetu Śląskiego. 1981.
- [Brookhaven] Brookhaven National Laboratory (2019). III. Technical Data. Bragg Curves and Peaks. <https://www.bnl.gov/nsrl/userguide/bragg-curves-and-peaks.php>.
- [Breuer] Breuer, H. Smit, B. J. (2000). Chapter C: Interaction of Protons with Matter. W: Breuer, H. Smit, B. J. *Proton Therapy and Radiosurgery* (s. 21-53). Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH
- [Bryndza] Bryndza L.: Radiometr – Dozometr - Miernik promieniowania jonizującego. *Elektronika Praktyczna*, 10/2009.
- [Foldy] Foldy, L. L. (1958). Neutron-Electron Interaction. *Rev. Mod. Phys.*, 30(2), 471-481.
- [22] Martin, J. E. (2013). Nuclear Interactions. W: Martin, J. E. *Physics for Radiation Protection* (s. 98-100). Wiley-VCH.
- [Gilmore] Gilmore, G. R. (2008). Interactions of Gamma Radiation with Matter. W: Gilmore, G. R. *Practical Gamma-ray Spectrometry*. John Wiley & Sons.
- [Guguła] Szymon Guguła: Promieniotwórczość gamma wzbudzona w środowisku cyklotronu Proteus C-235, Rozprawa doktorska, Instytut Fizyki Jądrowej im. H. Niewodniczańskiego PAN.
- [Haduch, Stęgowski] Promieniowanie gamma, czyli kalibracja gęstościomierza izotopowego.
- [IAEA] IAEA Nuclear Data Service (2019). Live Chart of Nuclides. Pobrane z: <https://wwwnds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html> (dostęp: 19.02.2019).
- [ICRU49] ICRU (1992). Electronic (Collision) Stopping Powers from Bethe's Theory. W: ICRU Report 49, *Stopping Powers and Ranges for Protons and Alpha Particles* (s. 6-17).

[ICRU59] ICRU (1998). Proton interactions with matter. W: ICRU Report 59, *Clinical Proton Dosimetry Part I: Beam Production, Beam Delivery and Measurement of Absorbed Dose*(s. 13-14).

[Janni] Janni, J. F. (1982). Energy loss, range, path length, time-of-flight, straggling, multiple scattering, and nuclear interaction probability. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 27, 147-339.

[Kaiba] Kaiba, T. (2014). Determination of neutron induced nuclear cross sections by time-offlight measurements. Seminar, University of Ljubljana.

[Koning] Koning, A. J. (2019). TENDL: Complete Nuclear Data Library for Innovative Nuclear Science and Technology. *Nucl. Data Sheets*, 155, 1.

[Lamarsh] Lamarsh, J. R., Baratta, A. J. (2001). Interaction of radiation with matter. W: Lamarsh, J.R., Baratta, A. J. *Introduction to Nuclear Engineering* (s. 52-116). Prentice-Hall, Inc.

[Matthews] Matthews P.T.: Wstęp do mechaniki kwantowej. PWN, Warszawa 1977.

[Martin] Martin, J. E. (2013). Nuclear Interactions. W: Martin, J. E. *Physics for Radiation Protection* (s. 98-100). Wiley-VCH. [23] Ahmed, S. N. (2014).

[Moliere] Moliere, G. (1948). Theory of the scattering of fast charged particles. 2. Repeated and multiple scattering. *Z. Naturforsch.*, A3, 78-97.

[Mumot] Mumot, M. (2008). Opracowanie uproszczonej metody obliczeń i pomiarów dawek w radioterapii protonowej 70-250 MeV oraz porównanie otrzymanych rozkładów dawek z rozkładami dla promieniowania fotonowego/elektronowego (4-25 MV/3-25 MeV), 162 w wybranych przypadkach klinicznych. Praca doktorska, Uniwersytet Medyczny im. Karola Marcinkowskiego w Poznaniu.

[Newhauser] Newhauser, W. D., Zhang, R. (2015). The physics of proton therapy. *Phys Med Biol.*, 60(8), R155-R209.

[Nuclear] Nuclear Power (2019). Classification of free neutrons according to kinetic energies. Pobrane z: <https://www.nuclear-power.net/nuclear-power/reactor-physics/atomic-nuclearphysics/fundamental-particles/neutron/neutron-energy/> (dostęp: 17.03.2019).

[Nuclear2] Nuclear Data Center at KAERI (2019). Table of Nuclides. <http://atom.kaeri.re.kr/nuchart/>.

[Particle] Particle Therapy Co-Operative Group (2020). *Particle therapy facilities in clinical operation*. <https://www.ptcog.ch/index.php/facilities-in-operation>.

[Polf] Polf, J. C., Peterson, S., Ciangaru, G., Gillin, M., Beddar, S. (2009). Prompt gamma-ray emission from biological tissues during proton irradiation: a preliminary study. *Phys. Med. Biol.*, 54(3), 731-743.

[Proton] Różnica między fotonem „X” a protonem „P”: <http://www.rptc.pl/rptc-protony.html>

[Seltzer] Seltzer, S. M. (1993). An Assessment of the Role of Charged Secondaries from Nonelastic Nuclear Interactions by Therapy Proton Beams in Water. NIST Interagency/Internal Report (NISTIR).

[Shinohara] Shinohara, E. (2016). *Module 2: The Physics of Proton Therapy*. <https://www.oncolink.org/healthcare-professionals/oncolink-university/proton-therapyprofessional-education/oncolink-proton-education-modules/module-2-the-physics-of-protontherapy>.

[Rinard] Rinard, P. (1991). Neutron Interactions with Matter. W: Reilly, D., Ensslin, N., Smith Jr., H. (red.) *Passive Non-destructive Assay of Nuclear Materials* (s. 357-377). Washington (DC).

[Shibata] Shibata, K. et al. (2011). JENDL-4.0: A New Library for Nuclear Science and Engineering. *J. Nucl. Sci. Technol.* 48(1), 1-30.

[Ziembicki] Marcin Ziembicki. Pomiar aktywności metodą spektrometryczną. Grudzień 2015.