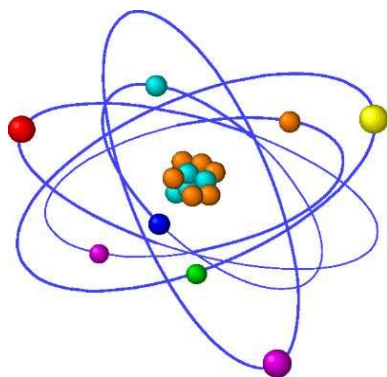


II. ELEMENTY FIZYKI PROMIENIOWANIA JONIZUJĄCEGO¹

2.1. Atom i jego promieniowanie; podstawowe definicje i pojęcia



W niniejszym opisie będziemy posługiwać się, dla prostoty, **modelem atomu Bohra**, w którym ujemnie naładowane elektrony krążą po *orbitach elektronowych* w ściśle określonych, dla danego atomu, odległościach od dodatnio naładowanego jądra atomowego.

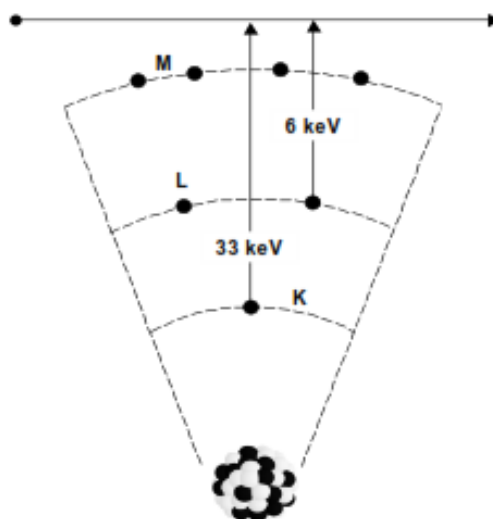
Powyższy rysunek jest oczywiście tylko impresją artystyczną modelu Bohra. W istocie rzeczy nie istnieją trajektorie elektronów, a więc orbity, a możemy jedynie mówić o miejscach wokół jądra atomowego, w których występuje największe prawdopodobieństwo znalezienia elektronów. Atom jako całość jest elektrycznie obojętny, tj. ładunek jądra jest kompensowany przez sumę ładunków elektronów znajdujących się w atomie. Na każdej orbicie elektron ma także określoną energię.

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 $l = 0, 1, \dots, n-1$, a \hbar^2 oznacza stałą Plancka h podzieloną przez 2π . Dla $l = 0, 1, 2$ i 3 , elektrony nazywane są odpowiednio *s*, *p*, *d* i *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

¹ Tekst oparty częściowo na raporcie: L.Dobrzyński, E.Droste, W.Trojanowski, Raport 14, Dział Szkolenia i Doradztwa, IPJ-Swierk (2002)

² $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ J-s, $\hbar = 1,055 \cdot 10^{-34}$ J-s

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 wspomnieliśmy, energię - liczba elektronów na powłoce może maksymalnie wynosić $2n^2$. Pierwsze cztery powłoki mogą przyjąć więc odpowiednio 2, 8, 18 i 32 elektronów.



2.1.1 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 eV³, natomiast usunięcie elektronu z powłoki *K* atomu ołowiu, wymaga już 88,0 keV, a więc energii ponad 5000 razy większej. Powyższy rysunek pokazuje 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.

³ 1 eV = energia nabywana przez elektron w polu elektrycznym o różnicy potencjałów 1 V = $1,602 \cdot 10^{-19}$ J

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 jak $13,6(Z-3)^2$ eV, gdzie Z jest tzw. **liczbą atomową** oznaczającą liczbę elektronów w atomie (równą liczbie protonów w jądrze danego pierwiastka). Jak wspomnieliśmy, 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**.

2.1.2 Jądro atomowe

O ile rozmiary atomu są mikroskopijnie małe⁴, 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

⁴ W człowieku znajduje się około $5 \cdot 10^{27}$ atomów. Gdyby je umieścić jeden za drugim, utworzyłby się łańcuch o długości około 10^{15} km. Na pokonanie łańcucha o takiej długości światło musiałoby zużyć około 100 lat.

elektronu, przy czym masa neutronu jest minimalnie większa od masy protonu (patrz ramka niżej)⁵.

Ze względu na specyfikę sił jądrowych, charakteryzujących oddziaływania pomiędzy nukleonami, w jądrze o danej liczbie protonów Z (tzw. **liczbie atomowej**) mogą znajdować się różne liczby neutronów. Inaczej mówiąc, dany pierwiastek chemiczny, składający się z atomów o ustalonej liczbie Z , może mieć jądra zawierające różne liczby neutronów. Mówimy wtedy, że istnieje szereg **izotopów** danego pierwiastka. Izotopy oznaczamy przy pomocy liczby Z , pisanej jako dolny wskaźnik przy nazwie pierwiastka (powiedzmy - X) oraz **liczby masowej** A , będącej sumą liczb nukleonów w jądrze i pisanej jako wskaźnik górny. Tak więc symbol izotopu (który ogólnie jest symbolem tzw. **nuklidu**, a więc jądra o określonej liczbie neutronów i protonów) wygląda następująco:



Każdy pierwiastek chemiczny może mieć wiele izotopów. Np. jod ma 23 izotopy o liczbach masowych A od 117 do 139. Jądra o takiej samej liczbie masowej A mogą różnić się względną zawartością protonów i neutronów. Mówimy wtedy o **izobarach**. Izobarami są np.

${}^{131}\text{I}$ (53 protony, 78 neutronów) i ${}^{131}\text{Xe}$ (54 protony i 77 neutronów)

${}^{29}\text{Al}$, ${}^{29}\text{Si}$, ${}^{29}\text{P}$ i ${}^{29}\text{S}$

Z kolei jądra o takiej samej liczbie neutronów, ale różnej liczbie protonów nazywamy **izotonami**. Izotony różnią się właściwościami chemicznymi, gdyż o tych decyduje głównie liczba elektronów, a więc i liczba protonów - liczba atomowa.

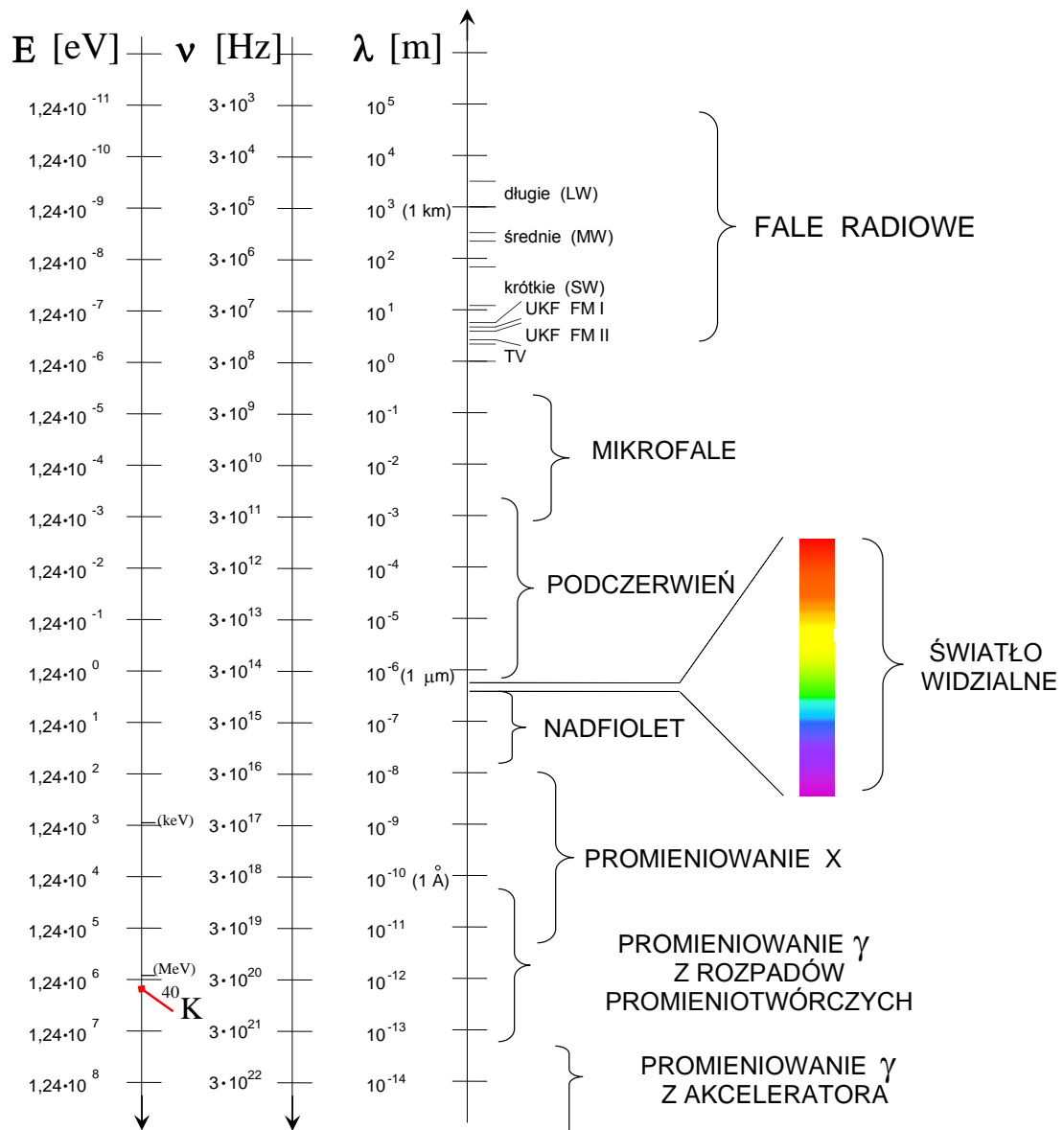
⁵ Gdyby kostkę o objętości 1 cm^3 (taka objętość wody waży 1 g) wypełnić wyłącznie jądrami atomowymi, wówczas jej masa wynosiłaby około miliarda ton! Pokazuje to dowodnie, jak wielka jest gęstość materii jądrowej.

Ze względów historycznych masy atomów podawane są często w tzw. **jednostkach masy atomowej (j.m.a.)**, przy czym za jednostkę obrano 1/12-tą masy atomu najbardziej rozpowszechnionego izotopu węgla ^{12}C . Poniższa ramka podaje niektóre podstawowe dane dotyczące atomu i jąder.

Ładunek elektronu: $e = -1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
Jednostka masy atomowej (j.m.a.) = $1,66 \cdot 10^{-24} \text{ g} = 1/12$ masy atomowej ^{12}C
Masa elektronu: $0,9109 \cdot 10^{-27} \text{ g} = 0,00055 \text{ j.m.a.} = 0,511 \text{ MeV}$
Masa protonu: $1,6726 \cdot 10^{-24} \text{ g} = 1,00728 \text{ j.m.a.} = 938,28 \text{ MeV}$
Masa neutronu: $1,6747 \cdot 10^{-24} \text{ g} = 1,00867 \text{ j.m.a.} = 939,57 \text{ MeV}$
Rozmiar atomu (powłok elektronowych): 10 - 20 nm
Rozmiar jądra atomowego: ok. 10^{-15} m

2.1.3 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 i rentgenowskiego o energii od części elektronowolta do ok. 120 keV. Rys. 2.1 przedstawia widmo promieniowania elektromagnetycznego z zaznaczonymi zakresami i ich nazwami. 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.



Rys. 2.1 Widmo promieniowania elektromagnetycznego z podziałem na charakterystyczne, najbardziej typowe zakresy

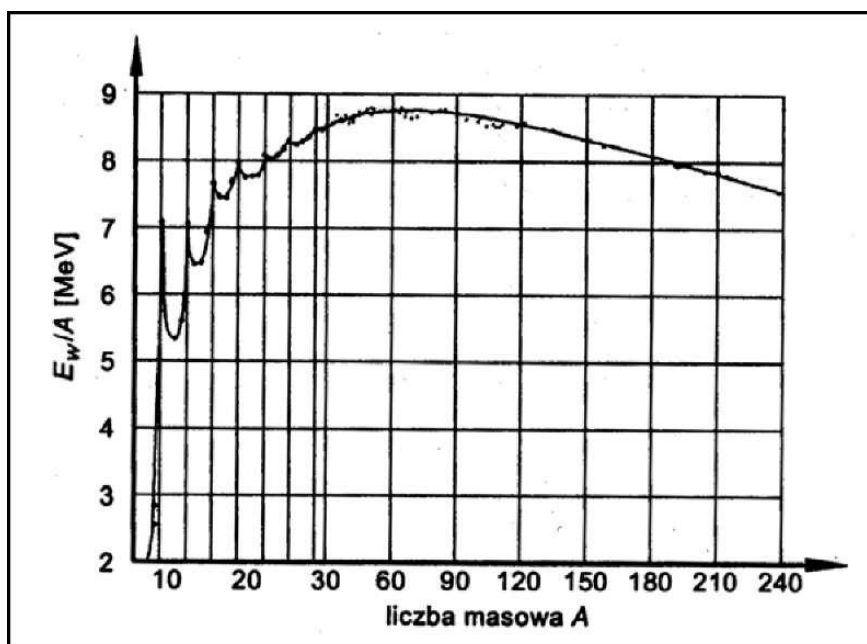
2.2 Powstawanie i rodzaje promieniowania jonizującego

2.2.1 Energia wiązania jądra, defekt masy, rozpad promieniotwórczy

Jak sama nazwa wskazuje, **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 paragrafie zajmiemy się jedynie promieniowaniem wysyłanym przez jądra atomowe (ewentualnie powstałym w wyniku reakcji jądrowych). Zanim zaczniemy 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 $E=mc^2$, więc też masa jądra m_J będzie mniejsza o

$$\Delta M = Zm_p + (A - Z)m_n - m_J \quad (2.1)$$

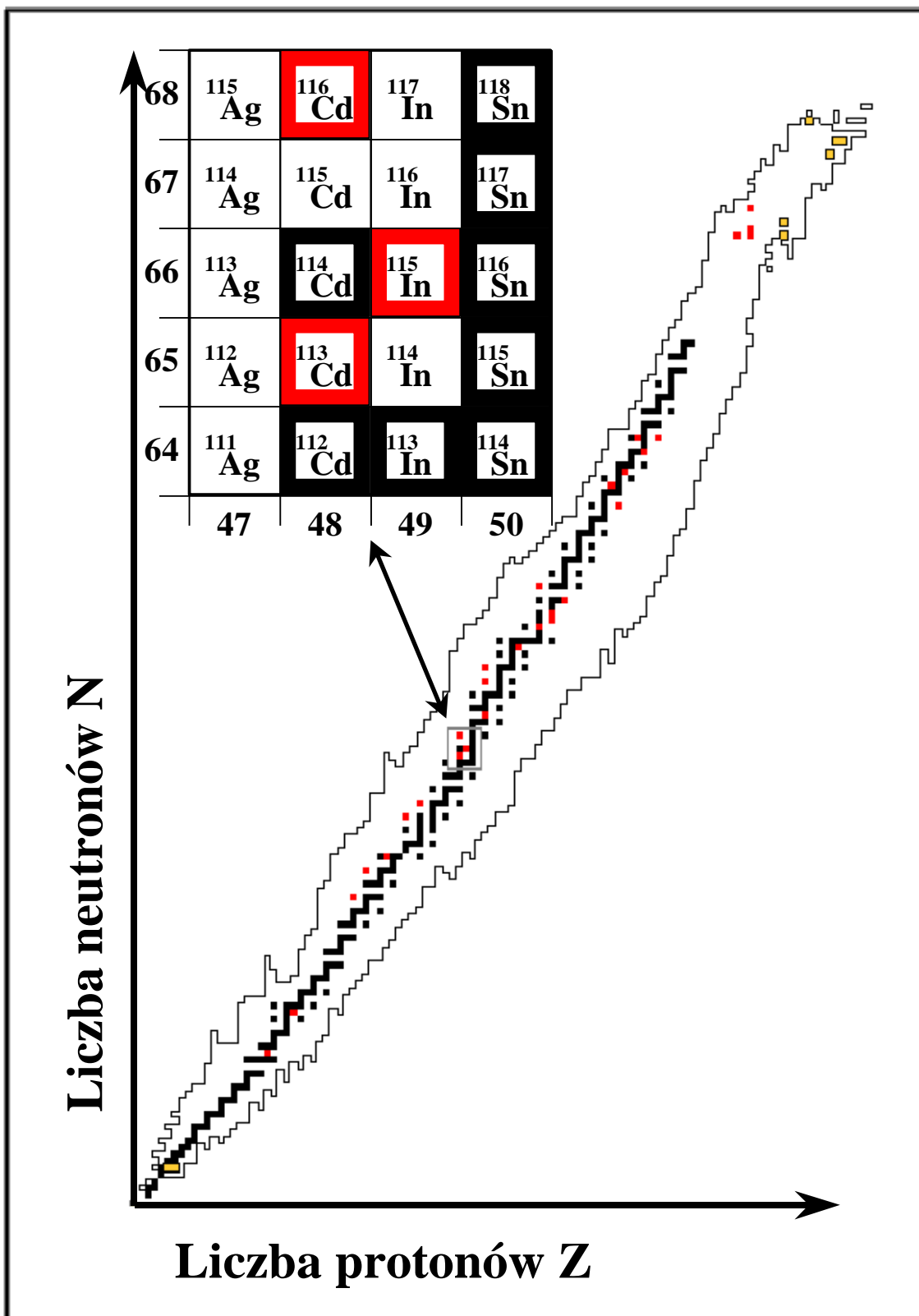
od sumy mas nukleonów (m_p i m_n oznaczają odpowiednio masy protonu i neutronu) w tym jądrze. Jest to tzw. **defekt masy**. Oczywiście, całkowita energia wiązania nukleonów w jądrze jest równa ΣMc^2 . Dzieląc tę wartość przez liczbę masową otrzymamy średnią energię wiązania przypadającą na nukleon (Rys.2.2). 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.



Rys. 2.2 Energia wiązania na nukleon w funkcji liczby masowej A

Relacja Einsteina pozwala na wyrażenie mas w jednostkach energii. I tak $1 \text{ j.m.a.} = 931 \text{ MeV}$. Np. masa nieruchomego elektronu odpowiada energii 511 keV (patrz także ramka zamieszczona pod koniec paragrafu 2.1.2).

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. Rzeczywiście, spośród przebadanych ok. 4000 izotopów zaledwie 259 (zaznaczonych na rys. 2.3 kolorem czarnym) jest stabilnych, reszta zaś rozpada się w krótszym lub dłuższym czasie; charakterystyczne czasy rozpadu zawarte są w przedziale od nanosekund do nawet 10^{25} lat. Te ostatnie mówią nam *de facto* o obecnej granicy mierzalności czasów rozpadu.



Rys. 2.3 Schematyczna tablica izotopów. Pola czarne przedstawiają izotopy stabilne, czerwone – izotopy „starsze niż świat”

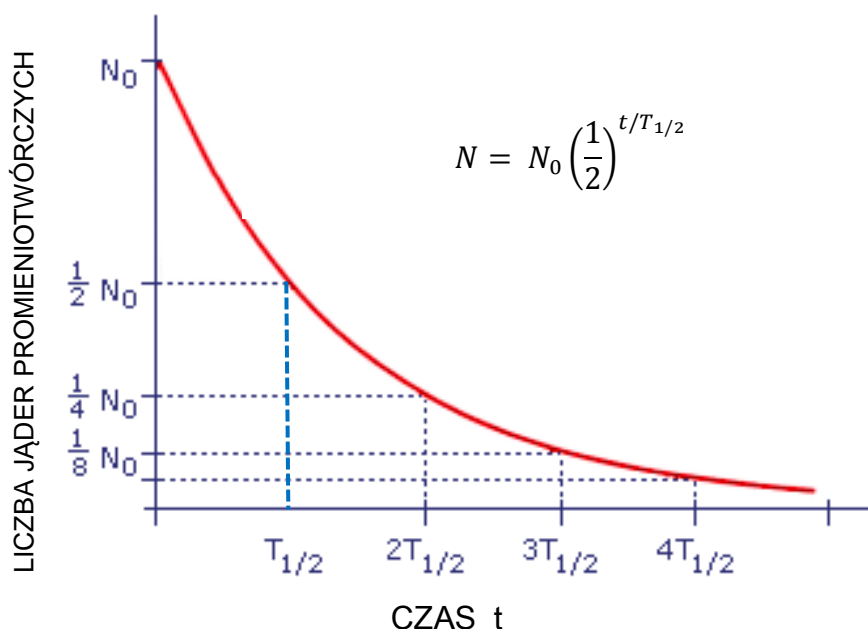
Efekt czasowy przemiany jest niezmiernie ważną charakterystyką izotopu. Bez względu bowiem na rodzaj przemiany jądrowej, w jednostce czasu, przemianom ulega ten sam ułamek jąder. Prowadzi to do uniwersalnego prawa przemian rozpadu promieniotwórczego w funkcji czasu: jeśli w chwili początkowej mieliśmy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

$$N = N_0 e^{-t/\tau} \quad (2.2)$$

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 $T_{1/2}$, związany jest ze średnim czasem życia prostą relacją:

$$T_{1/2} = \tau / \ln 2 = \tau / 0,693 \quad (2.3)$$

Przebieg funkcji (2) pokazany jest na rys. 2.4.



Rys. 2.4 Krzywa zaniku wykładniczego ilości promieniotwórczego izotopu

2.2.2 Aktywność preparatu promieniotwórczego

Ponieważ celem każdej przemiany jest zmniejszenie energii jądra, musi jej towarzyszyć emisja promieniowania. Może ono być promieniowaniem elektromagnetycznym, zwanym tu ⁶ **promieniowaniem γ** , może też być **promieniowaniem korpuskularnym**, np. tzw. promieniowaniem α lub β . W dalszej części wykładu 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 **bekerealach** (Bq):

$$1 \text{ Bq} = 1 \text{ rozpad/s} \quad (2.4)$$

Aktywności typowych źródeł promieniotwórczych są z reguły mierzone w jednostkach tysięcy i milion razy większych (tj. kilo- i megabekerealach). W szczególnym przypadku „bomby” kobaltowej mamy do czynienia z aktywnościami rzędu setek terabekereali (1 TBq = 10^{12} 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:

$$1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq} = 37 \text{ GBq} \quad (2.5)$$

Oczywiście, zgodnie z naszymi 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 (2.2), w którym w miejsce liczb jąder promieniotwórczych N i N_0 podstawimy odpowiednio aktywności

⁶ *Nota bene*, promieniowanie elektromagnetyczne zawsze towarzyszy rozpadom α i β , gdyż w przemianach tych zmienia się liczba atomowa, a więc powstaje nowy pierwiastek chemiczny. To z kolei wymaga przebudowy powłok elektronowych atomu, czemu towarzyszy „atomowe” promieniowanie charakterystyczne obejmujące zakres energii promieniowania rentgenowskiego (<120 keV). Zwyczajowo symbol γ rezerwujemy dla promieniowania powstającego w procesach jądrowych, tak jak symbol β zarezerwowany jest dla emisji elektronów z jądra, a nie z powłok atomowych.

bieżącą i początkową. Kończąc ten wątek należy 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 nas szczególnie interesuje w medycynie nuklearnej. Przejściu radiacyjnemu towarzyszy przekształcanie masy w energię, zgodnie z Einsteinowską relacją $E = mc^2$. Warto uzmysłowić sobie, że przekształcenie masy 1 g w energię oznacza produkcję 25 mln kWh!

Omówimy teraz kolejno podstawowe przemiany jądrowe.

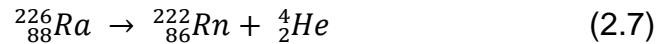
2.2.3. Przemiana (rozpad) α

Cząstka α jest jądrem helu-4⁷ i składa się więc z dwóch protonów i dwóch neutronów - można ją zatem traktować również jako dwuwartościowy jon helu. Jest więc rzeczą zrozumiałą, że jeśli jądro pierwiastka X o liczbie atomowej Z rozpada się i w wyniku rozpadu emituje tę (i tylko tę) cząstkę, samo musi przejść w jądro o liczbie masowej A mniejszej o cztery jednostki i liczbie atomowej Z mniejszej o dwie jednostki:



⁷ W wykładzie używamy zamiennie notacji typu $X-A$ i AX , gdzie X jest nazwa pierwiastka chemicznego, A zaś liczba masowa. Często nie podajemy liczby atomowej, gdyż ta jest jednoznacznie związana z nazwą i położeniem pierwiastka w Tablicy Mendelejewa.

Przykładem tego typu rozpadu jest rozpad radu-226 emitującego cząstkę α o energii 4,78 MeV:

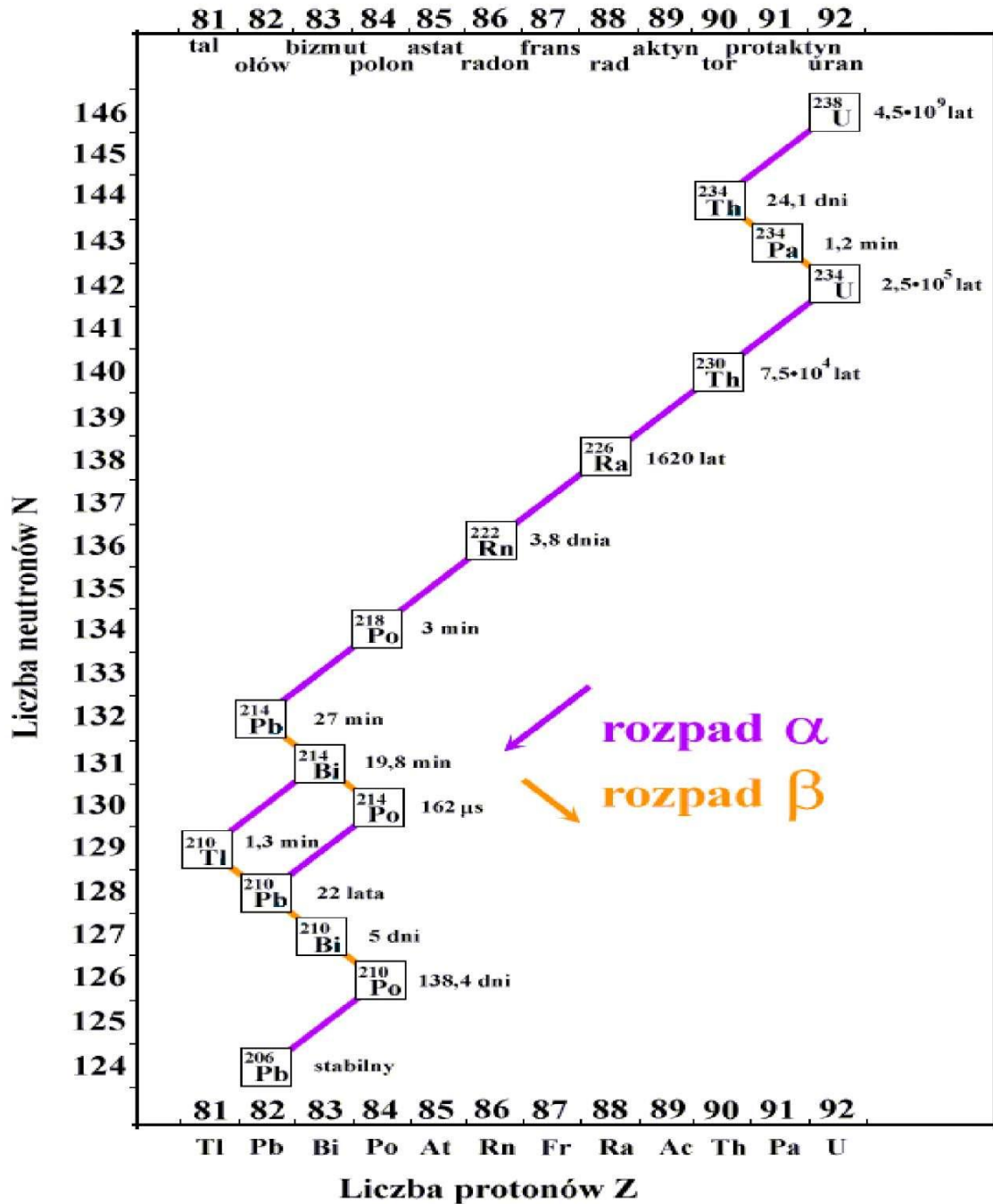


Niestabilne jądro (nuklid) może rozpadać się na więcej sposobów. W szczególności, w przypadku ${}^{226}\text{Ra}$ powyższy rozpad dotyczy nie wszystkich lecz "tylko" 95% rozpadów. Pozostałe 5% zachodzi z emisją cząstki α o energii 4,60 MeV, co oznacza, że w tym rozpadzie energia tworzonego ${}^{222}\text{Rn}$ 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 radonu-222 jest izotopem niestabilnym i rozpada się dalej. W istocie rzeczy mamy tu do czynienia z całą serią rozpadów α , β i γ zanim osiągnięte zostanie jądro stabilne ${}^{282}\text{Pb}$. W takich sytuacjach mówimy o istnieniu szeregów promieniotwórczych. Przykład jednego z możliwych szeregów podaje rys. 2.5.

Rozpad α 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 α 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 (2.7) - ${}^{226}\text{Ra}$) pomiędzy obie cząstki jest jednoznacznie określony przez zasady zachowania energii i pędu.

Promieniowanie α nie jest wykorzystywane w medycynie nuklearnej. Oddziałując silnie z materią promieniowanie α 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 wychwytywanie neutronu przez izotop

^{10}B , tzw. BNCT (ang. *Boron Neutron Capture Therapy*). Na ten temat powiemy trochę więcej nieco dalej.



Rys. 2.5 Szereg promieniotwórczy uranu-238

2.2.4. Przemiana β

Stabilność jądra jest związana z pewną równowagą pomiędzy liczbą neutronów i protonów w danym jądrze. Jądro nietrwale może polepszyć swój stosunek liczby neutronów do protonów na drodze jednego z trzech procesów:

- > rozpadu β^-
- > rozpadu β^+
- > wychwytu elektronu (EC, od angielskiej nazwy *electron capture*)

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 ($\bar{\nu}_e$), lub neutrino elektronowe (ν_e). Opisane przemiany nukleonów zapisujemy jako



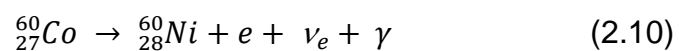
oraz



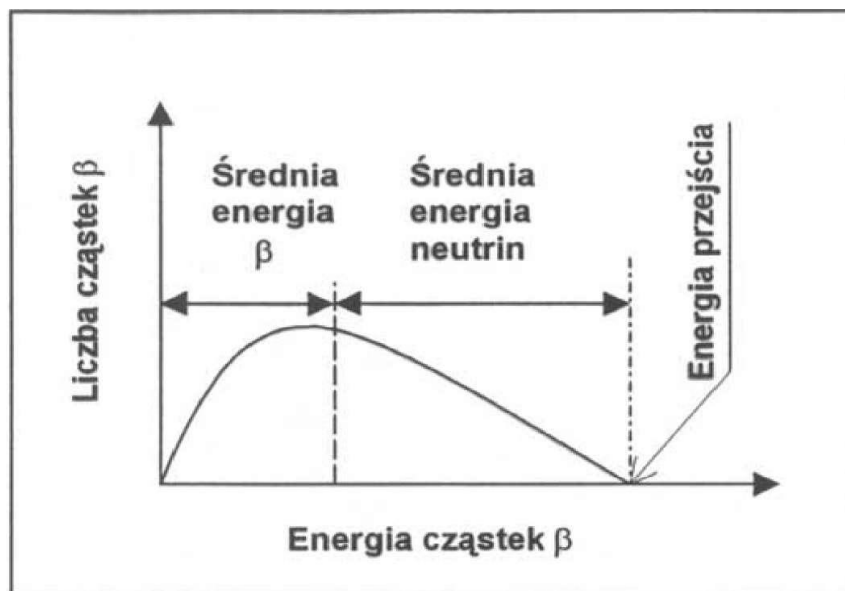
W tym ostatnim wypadku proces rozpadu jest złożony (pamiętajmy, że masa neutronu jest większa od masy protonu!). Gdy jądro ma nadmiar energii powyżej 1,02 MeV, a więc równoważną energię dwóch mas spoczynkowych elektronu, może powstać para elektron-pozyton, a następnie proton w oddziaływaniu z elektronem 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 (schemat takiego widma energii cząstek β pokazuje rys. 2.6), 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.

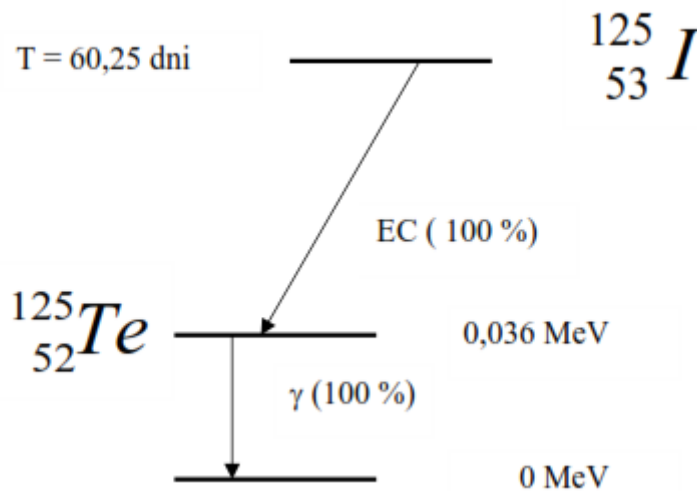


Rys. 2.6 Liczba cząstek β z przemian promieniotwórczych w funkcji energii cząstek

Przykładem rozpadu β^+ jest



Jak wspomnieliśmy, 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

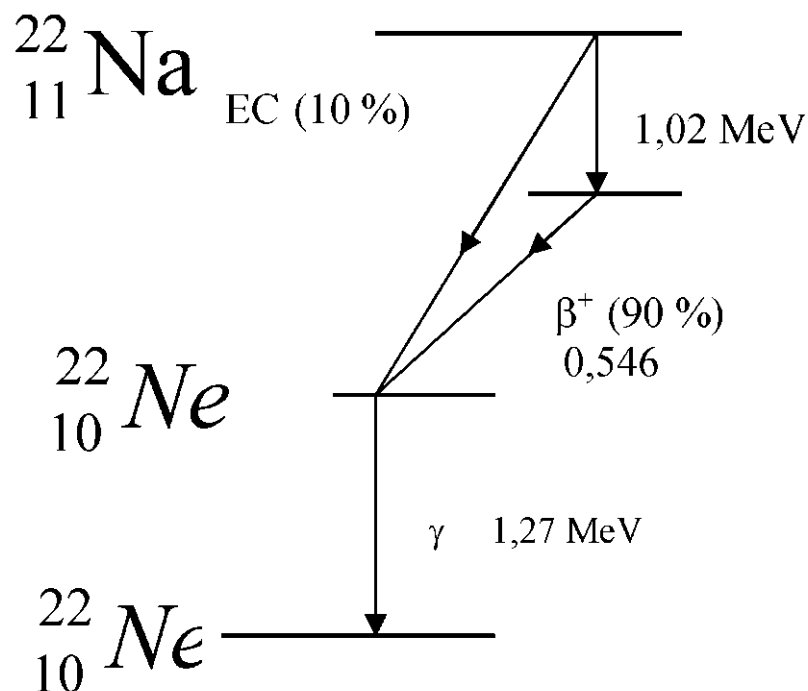
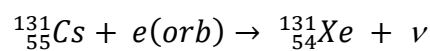
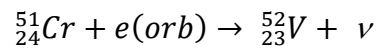


Rys. 2.7 Schemat rozpadu I

Jest rzeczą zrozumiałą, że 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 $^{125}_{53}I$, który przechodzi we wzbudzone jądro $^{125}_{52}Te$ (rys. 2.7). Energia wzbudzenia jest tracona na emisję kwantu γ o energii 0,036 MeV. Innymi przykładami reakcji z wychwytem elektronu mogą być:



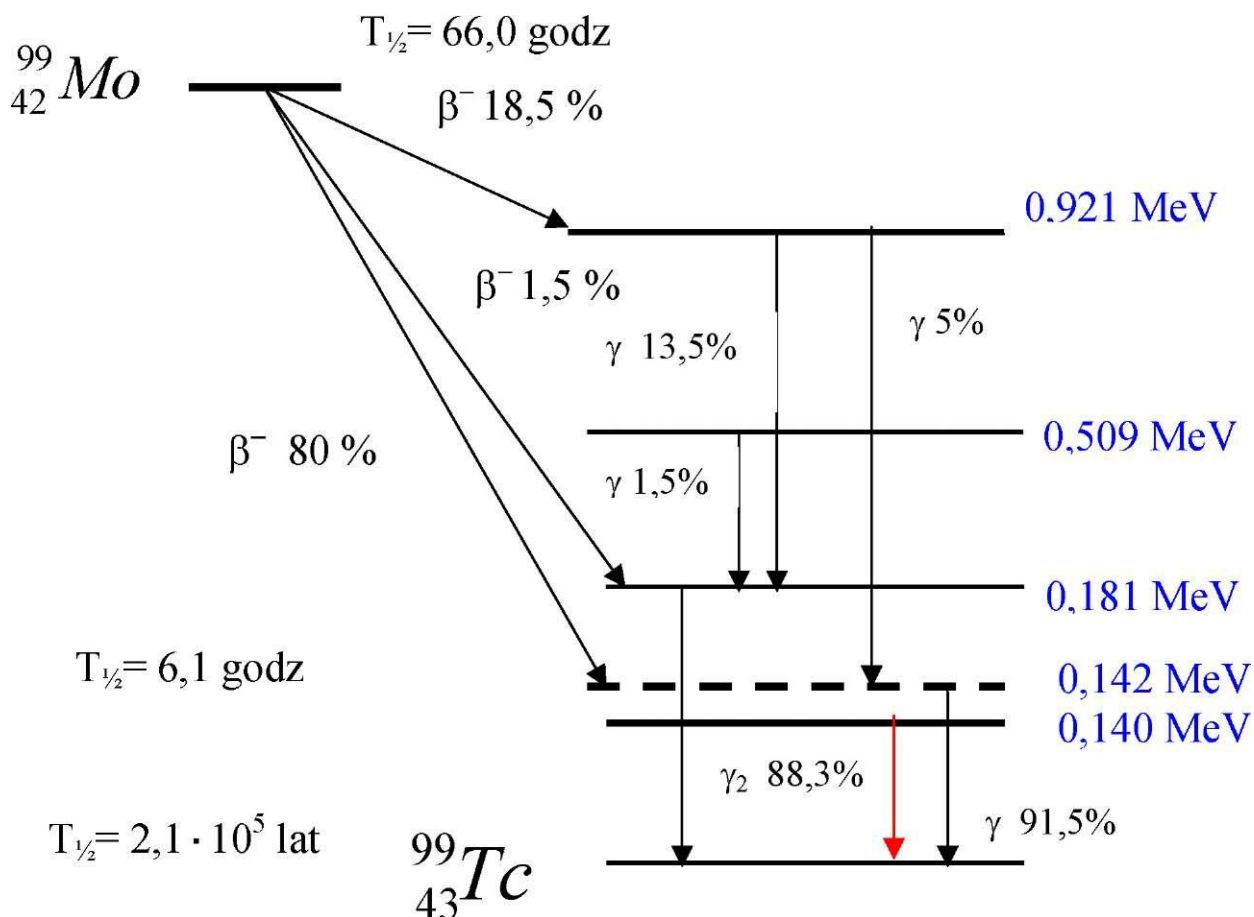
Rys. 2.8 Schemat rozpadu ^{22}Na

Natomiast w przypadku izotopu ^{22}Na tylko 10% przejść zachodzi przez wychwyty elektronu, 90% zaś związane jest z rozpadem (rys. 2.8): wprawdzie 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 wzbudzone jądro ^{22}Ne . Utrata wzbudzenia następuje w drodze emisji kwantu γ o energii 1,27 MeV.

2.2.5. Przejście izomeryczne

W najczęściej spotykanych wypadkach emisja promieniowania gamma, towarzyszącego rozpadom α lub β , 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 (rys. 2.9) 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. *Nota bene*, tak bardzo użyteczny w medycynie technet nie występuje w przyrodzie, jako że żaden z izotopów technetu nie jest stabilny.

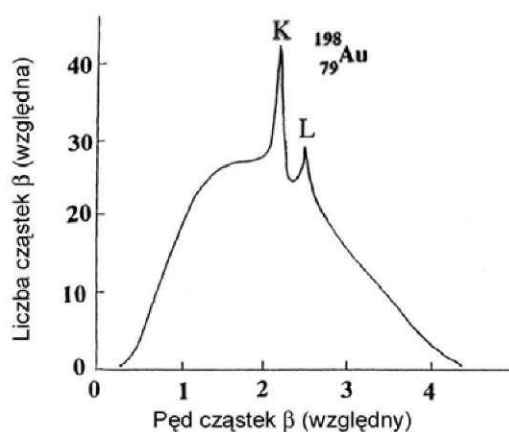
Szczególne role przejść izomerycznych w medycynie nuklearnej związana jest z faktem, że można tu odseparować promieniowanie elektronowe i fotonowe. Wprowadzenie do organizmu jądra w stanie metastabilnym, osiągniętym już po emisji elektronu (cząstki z reguły nie pożądanej w organizmie), oznacza wprowadzenie „czystego” źródła β . Ta cecha właśnie powoduje m.in. wyjątkową użyteczność metastabilnego technetu w diagnostyce.



Rys. 2.9 Schemat poziomów ^{99}Mo oraz ^{99}Tc ; zaznaczony poziom izomeryczny $^{99\text{m}}\text{Tc}$

2.2.6 Konwersja wewnętrzna

Jeśli w wyniku przemiany tworzy się jądro w stanie wzbudzonym, wzbudzenie to może zostać zniesione nie tylko na drodze emisji kwantu γ . W szczególności energia wzbudzenia może zostać przekazana któremuś z elektronów powłok K, M lub L. Wyrzucone wówczas z atomu elektrony znane są pod nazwą **elektronów konwersji**. Oczywiście ich energie będą różnicą energii wzbudzenia jądra i energii wiązania elektronu w atomie. W każdym razie, w odróżnieniu od typowego promieniowania β , te elektrony będą miały energie dyskretne, które można czasem zobaczyć nawet na tle ciągłego widma β o ile podstawowym rozpadem jest właśnie rozpad β , patrz rys. 2.10.



Rys. 2.10 Widmo promieniowania β powstałego w wyniku konwersji wewnętrznej w izotopie ^{198}Au

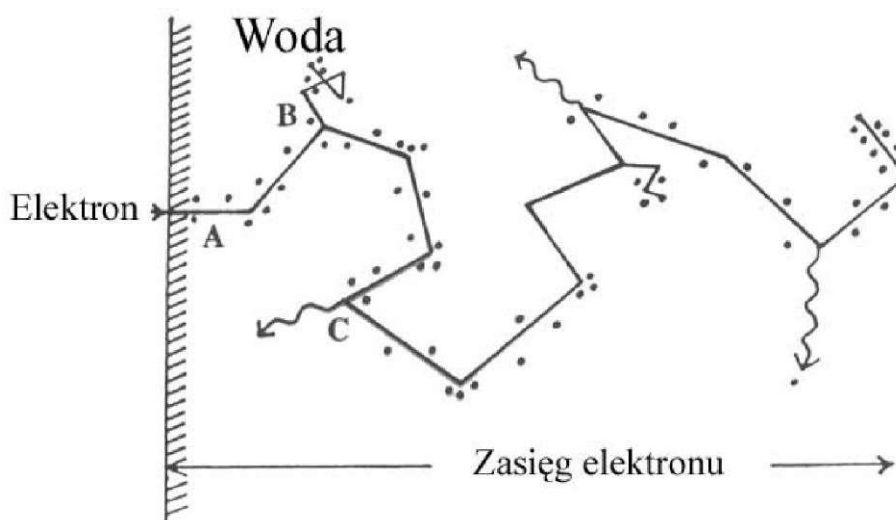
Emisja elektronów konwersji jest procesem alternatywnym do emisji promieniowania gamma, a tym, która z tych emisji nastąpi, rządzi prawdopodobieństwo. Do opisu tego procesu służy współczynnik wewnętrznej konwersji, ic , zdefiniowany jako stosunek całkowitej wyemitowanej liczby elektronów do całkowitej liczby emitowanych fotonów gamma. Współczynnik ten może być zarówno mniejszy, jak i większy od jedności:

$$ic = \frac{N_{ec}}{N_{\gamma}} \quad (2.13)$$

Podsumowując nasze dotychczasowe rozważania możemy powiedzieć, że każdemu przejściu jądrowemu ze stanu o wyższej energii do stanu o energii niższej towarzyszy emisja promieniowania, przy czym emitowany może być foton (X lub γ), albo cząstka materialna. W wypadku promieniowania β może to być elektron, pozyton, elektron konwersji wewnętrznej, a w konsekwencji jego powstania elektron Auger'a lub promieniowanie X . W medycynie nuklearnej stykamy się ze wszystkimi rodzajami tego promieniowania.

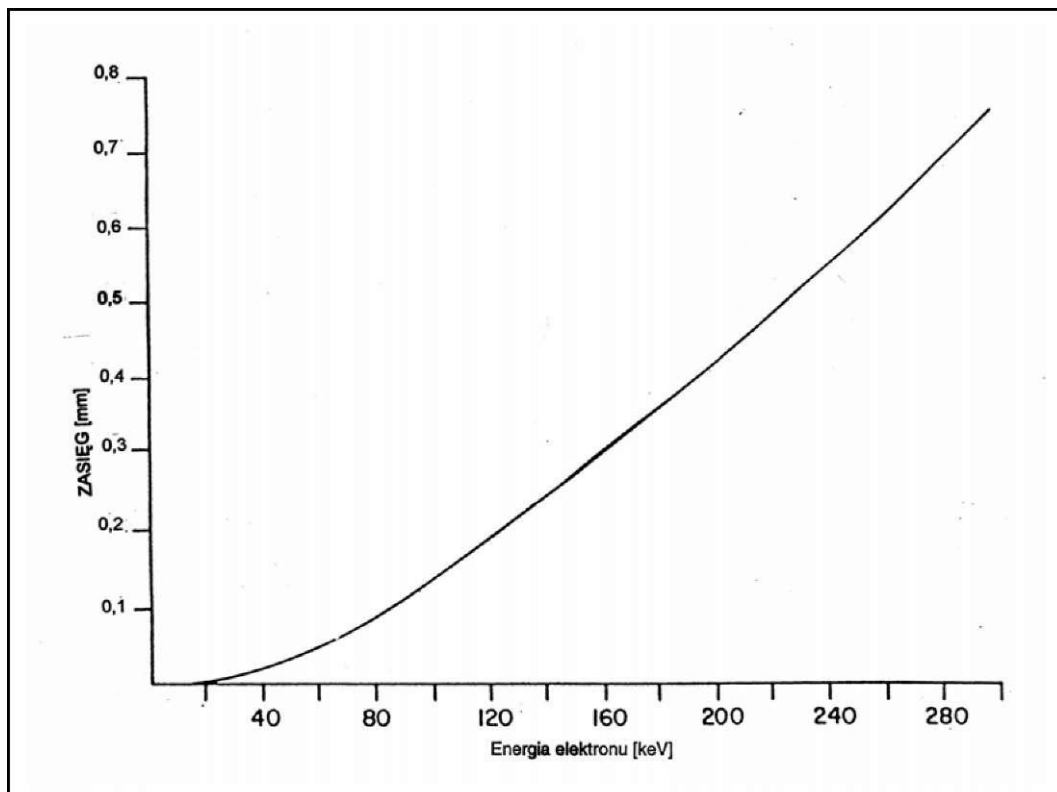
2.3. Przechodzenie cząstek naładowanych przez materię

Cząstki alfa, protony, czy elektrony na swojej drodze w materii napotykają jądra i elektrony i zderzają się z nimi. W wyniku zderzeń przekazują część lub całość swej energii do obiektu, z którym się zderzają. W trakcie zderzeń cząstka padająca może zmienić kierunek – mówimy wtedy o **rozpraszaniu**. Szczególnie prawdziwe jest to dla elektronów, które na swojej drodze przez materię potrafią zmienić wielokrotnie kierunek, tracąc w trakcie kolejnych zderzeń część swej energii (rys. 2.11). Całkowita utrata energii jest równoznaczna z zatrzymaniem się cząstki. Biorąc pod uwagę możliwość drogi zygzakowatej, przez **zasięg** nie będziemy rozumieli długości całej przebytej drogi, ale tylko odległość liczoną wzdłuż początkowego kierunku padania cząstki.



Rys. 2.11 Przechodzenie elektronów przez wodę: elektron na swej drodze nie tylko ulega rozproszeniu, w wyniku których może powstać tzw. promieniowanie hamowania; elektron jonizuje także ośrodek

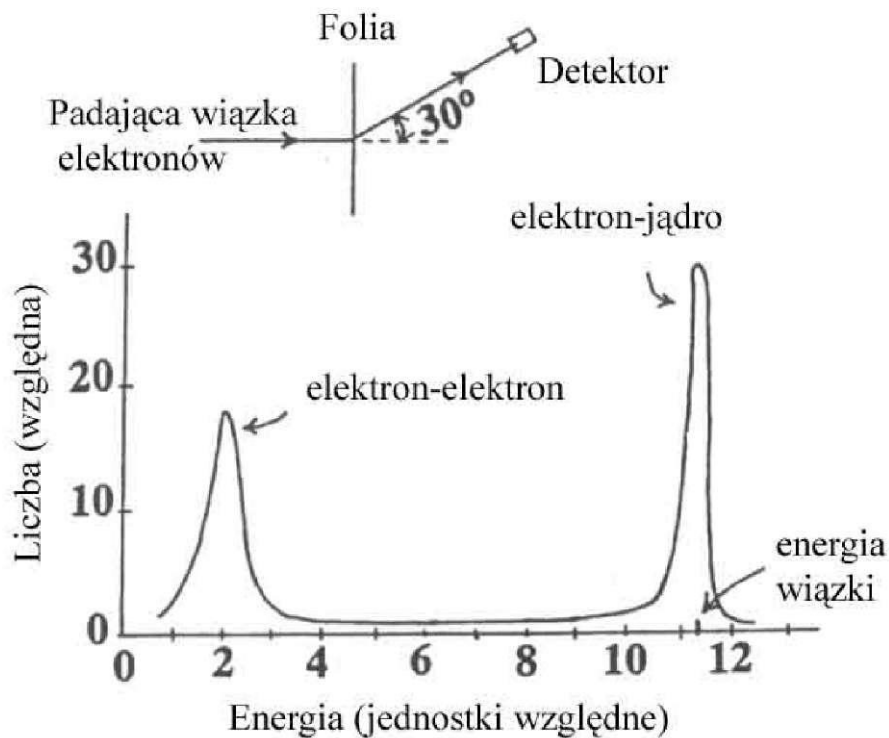
Szczególnie interesującym nas procesem jest wybijanie elektronów z atomów, tj. jonizacja ośrodka. Należy przy tym mieć na uwadze, że elektron wybity z atomu może mieć energię wystarczającą do jonizowania innych atomów na swej drodze. Elektrony takie, dla odróżnienia od elektronów z wiązki padającej, nazywamy **elektronami δ** . Pełnią one bardzo istotną rolę w jonizacji ośrodka. Zależność zasięgu elektronów w wodzie od ich energii pokazuje rys. 2.12.



Rys. 2.12 Zasięg elektronów w wodzie w funkcji energii elektronów

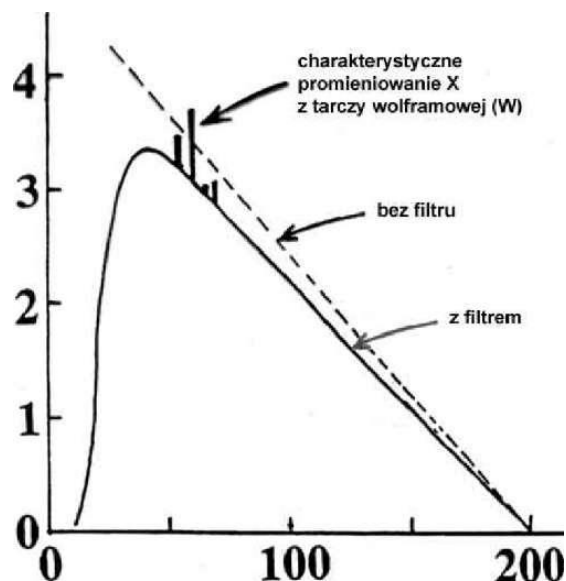
O kształcie drogi cząstki jak i jej zasięgu w materii decyduje sposób oddziaływania promieniowania z elektronami i jądrami. Inny efekt będzie miało zderzenie elektronu z elektronem, a inną zderzenie elektronu z ciężkim jądrem. Ciężka cząstka alfa, obdarzona dwukrotnie większym niż elektron ładunkiem, będzie silniej jonizować ośrodek niż sam elektron o tej samej energii. Dla przykładu rys. 2.13 pokazuje wynik

przechodzenia wiązki elektronów o początkowej energii 15,7 MeV i przekroju poprzecznym mniejszym niż 1 mm² przez cienką folię węglową. W eksperymencie obserwowano elektrony rozproszone pod kątem 30°. Przede wszystkim rzuca się w oczy, iż rozproszone elektrony charakteryzują się pewnym szerokim widmem energetycznym, przy czym najwięcej elektronów traci energię w wyniku zderzeń z elektronami atomów, podczas których to zderzeń utrata energii przez pojedynczy elektron jest stosunkowo duża, a więc energia elektronów rozproszonych - mała. Drugie maksimum widoczne w widmie jest związane z utratą energii elektronów przy zderzeniach z jądrami. W wyniku tych ostatnich zderzeń elektron może zmienić swój kierunek niemal w dowolny sposób i dlatego wąska wiązka elektronów może zostać łatwo rozproszona i utworzyć wiązkę szeroką, który to efekt wykorzystywany jest w praktyce klinicznej.

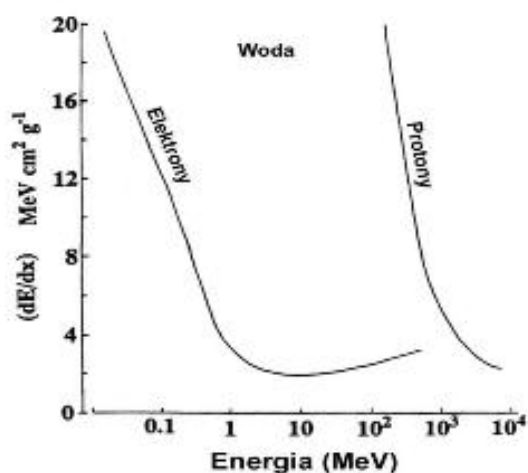


Rys. 2.13 Przechodzenie wiązki elektronów o początkowej energii 15,7 MeV i przekroju ok. 1 mm przez cienką folię węglową

Zdolność hamowania, rozumiana jako zmiana energii ΔE przypadająca na jednostkę długości przebytej drogi Δx jest związana zarówno z procesami rozpraszania, jak i z wytworzeniem **promieniowania hamowania**. To ostatnie powstaje, gdy obdarzona ładunkiem cząstka porusza się ruchem przyspieszonym. W cyklotronach, w których elektrony lub protony poruszają się po torach kołowych, działa na nie przyspieszenie dośrodkowe, w wyniku którego powstaje tzw. **promieniowanie cyklotronowe**, obecnie intensywnie wykorzystywane w badaniach materii, a także w medycynie. O ile promieniowanie synchrotronowe tworzy się w próżni, promieniowanie hamowania tworzy się w materii, w której naładowane cząstki zmieniają swój tor w trakcie oddziaływania z elektronami i jądrami atomów ośrodka. Promieniowanie hamowania ma ciągły rozkład energii zależny od pierwotnej energii cząstki padającej. Szczególnie łatwo obserwować je w emisji promieniowania rentgenowskiego z typowej lampy rentgenowskiej (rys. 2.14).



Rys. 2.14 Widmo promieniowania rentgenowskiego



Rys. 2.15 Zdolność hamowania wody dla elektronów i protonów

Rys. 2.15 pokazuje zdolność hamowania dla rozprożeń elektronów i protonów w wodzie. Widać wyraźną różnicę zdolności hamowania elektronów i protonów wynikającą z różnicy mas obu cząstek. Ponadto łatwo zauważyć, że zdolność hamowania spada szybko ze wzrostem energii cząstki i przechodzi przez pewne stosunkowo płytkie minimum. Duże wartości zdolności hamowania w obszarze niskich energii powodują, iż cząstka spowolniona w materii będzie ją jonizować silniej. Z punktu widzenia osłon przed promieniowaniem, silna jonizacja ośrodka przez cząstki alfa powoduje, iż zatrzymują się one na bliskich odległościach (nawet mikronowych) w materii skondensowanej. Jako przykład osłony przed promieniowaniem a z rozpadów promieniotwórczych podaje się często kartkę papieru.

Zasięgi cząstek alfa i beta w powietrzu i w niektórych materiałach podane są odpowiednio w tabelach 2.1 i 2.2.

Tabela 2.1. Zasięg cząstek α (alfa) w różnych materiałach

Energia [MeV]	Prędkość w próżni [% c]	Zasięg w powietrzu [cm]	Zasięg w tkance [cm]	Zasięg w lekkim materiale [mg/cm ²]
3	0,0400	1,57	0,0023	2
4	0,0461	2,36	0,0034	3
5	0,0515	3,15	0,0047	4
6	0,0565	4,33	0,0061	5,5
7	0,0610	5,67	0,0079	7,2
8	0,0652	7,09	0,0096	9
9	0,0691	8,42	0,0116	10,7
10	0,0728	9,21	0,0134	11,7

Tabela 2.2 Zasięg elektronów w różnych materiałach

Energia elektronu [MeV]	Prędkość w próżni [% C]	Zasięg w powietrzu [cm]	Zasięg w wodzie [cm]	Zasięg w plexi [cm]
1	0,941	320	0,4	0,35
2	0,979	750	0,9	0,80
5	0,996	1995	2,5	2,15
10	0,999	6065	5,2	4,38

Z danych podanych w powyższych tabelach wynika, że dla osłonięcia się przed promieniowaniem β wystarcza materiał złożony z lekkich pierwiastków (plastik, blaszka aluminiowa itp.) o grubości nie przekraczającej z reguły kilku milimetrów. Należy jednak pamiętać, że użycie materiałów o dużej liczbie atomowej Z grozi powstawaniem promieniowania hamowania (szczególnie intensywnego w ośrodku o dużym Z), które efektywnie zmniejsza użyteczność takiego materiału jako osłony.

2.4. Oddziaływanie fotonów 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.

Wielkością charakteryzującą oddziaływanie promieniowania γ z materią 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 (rys. 2.16), liczba fotonów, która przenika tę warstwę, $N(x)$ wynosi

$$\frac{N(x)}{N(0)} = e^{-\mu x} \quad (2.14)$$

$N(0)$ 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

$$\frac{N(x)}{N(0)} = \frac{1}{2} \quad (2.15)$$

to właśnie grubość połówkowa, *HVL*. Można pokazać, że

$$HVL = \frac{\ln 2}{\mu} = \frac{0,693}{\mu} \quad (2.16)$$



Rys. 2.16 Przechodzenie fotonów przez kolejne, identyczne warstwy materii

Np. dla energii 140 keV, grubość połówkowa w używanym do detekcji promieniowania kryształach NaI(Tl) wynosi ok. 3 mm, dla kości wynosi ona 12 mm, dla tkanki miękkiej 30 mm, a dla ołowiu 0,15 mm. 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]:

$$\mu_{\text{mass}} = \mu/\rho, \quad (2.17)$$

gdzie N_{Av} oznacza liczbę Avogadro, a A - liczbę masową ośrodka.

Na poziomie atomowym definiujemy **atomowy współczynnik pochłaniania** jako masowy współczynnik pochłaniania przypadający na jeden atom ośrodka, tj.

$$\mu_{\text{atom}} = \mu_{\text{mass}} / (N_{\text{Av}} / A) , \quad (2.18)$$

Atomowy współczynnik pochłaniania mierzymy w cm^2 .

Podstawowymi mechanizmami oddziaływania fotonów z materią są:

- > Oddziaływanie fotoelektryczne
- > Oddziaływanie Comptonowskie
- > Tworzenie par elektron - pozyton.

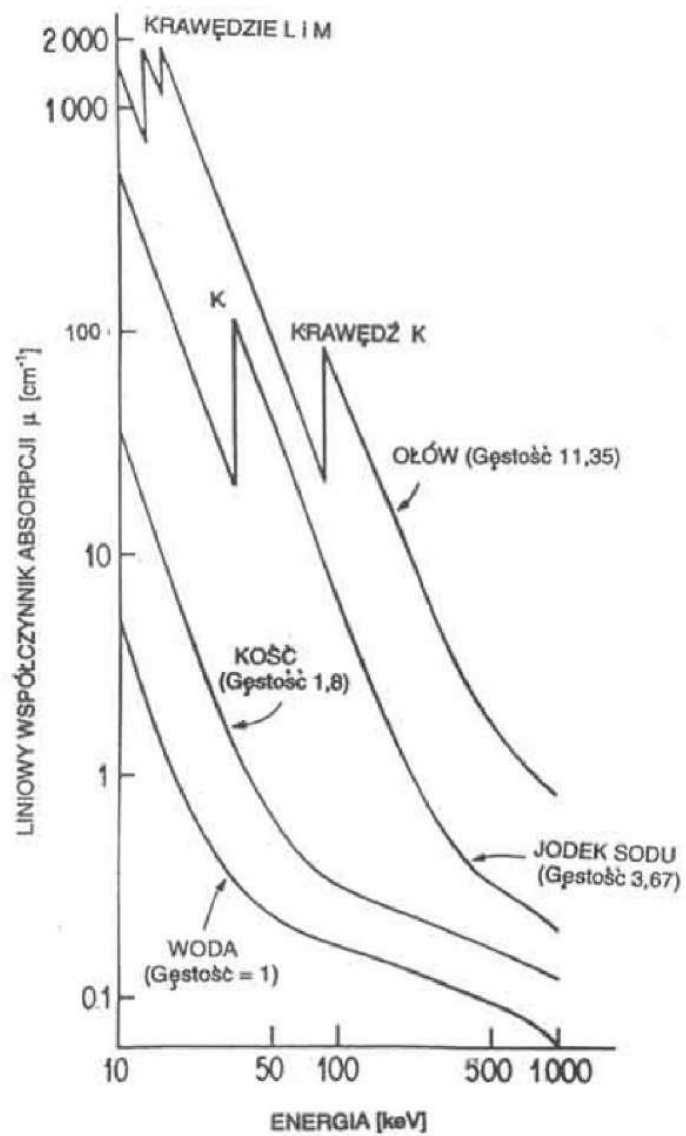
Poszczególne procesy omówimy niżej. Uprzedzając materiał wspomnimy tylko, że masowe współczynniki pochłaniania zmieniają się jak Z^3 , Z^0 i Z , odpowiednio dla procesów fotoelektrycznego, comptonowskiego i tworzenia par. Jeśli więc dominuje efekt Comptona, wówczas każdy gram materiału, bez względu, czy będzie nim woda, tkanka, jodyna, kość, czy ołów, będzie pochłaniał promieniowanie γ w taki sam sposób. Przekroje czynne na wszystkie procesy zależą też wyraźnie od energii i zmieniają się odpowiednio jak E^3 , $E^{1/2}$ i $\log E$.

2.4.1. Efekt fotoelektryczny

Efekt fotoelektryczny polega na przekazaniu elektronowi związanemu w atomie całej energii padającego fotonu. Wiązanie elektronu z atomem zostaje wtedy zerwane, a sam elektron zostaje wyrzucony poza obręb atomu z energią kinetyczną równą energii fotonu pomniejszonej o energię wiązania elektronu.

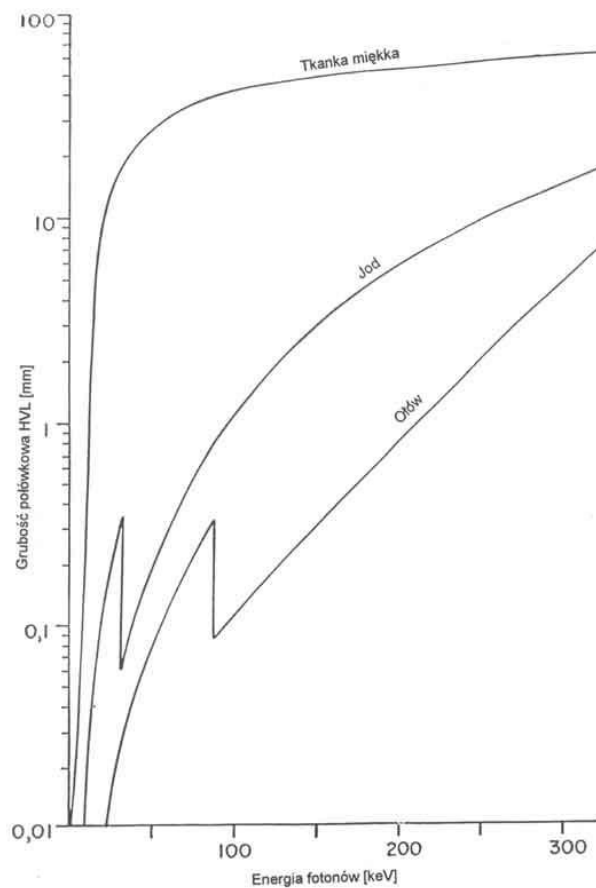
Utworzony w wyniku efektu fotoelektrycznego pusty stan na wewnętrznej powłoce K, L lub M, zostaje stopniowo zapełniany przez elektrony z wyższych poziomów. Przy takim "spadaniu" elektronu z poziomu wyższego na niższy emitowane jest promieniowanie charakterystyczne X lub elektron Auger'a. Z kolei, elektron wybity

z atomu w procesie fotoelektrycznym traci swą energię na jonizację ośrodka i wzbudzenie elektronów, z którymi oddziałuje na swej drodze.



Rys. 2.17 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 przy energii 90 keV jest sześciokrotnie większe niż przy energii 80 keV i zbliżone do wartości odpowiadającej energii 45 keV (patrz rys. 2.17).



Rys. 2.18 Zależność grubości połówkowej HVL od energii fotonów w różnych materiałach

Prawdopodobieństwo zajścia zjawiska fotoelektrycznego zależy też silnie od liczby atomowej Z ośrodka. Zmienia się ono bowiem jak Z^4 . Zależność liniowego współczynnika pochłaniania⁸, jak i grubości połówkowej, od energii fotonów i rodzaju materiału przedstawione są na rys.2.17 i rys. 2.18.

Czasem oprócz grubości połówkowej wprowadza się też grubość dziesiątną, TVL, przy której natężenie promieniowania jest osłabione do 1/10 początkowej wartości. Grubość ta wynosi w przybliżeniu 3,32HVL. Niektóre typowe wartości przedstawione⁹ są w Tabeli 2.3.

Tab. 2.3 Grubości połówkowe, dziesiątne i liniowe współczynniki pochłaniania fotonów emitowanych przez nuklidy często spotykane w medycynie nuklearnej

Nuklid	E_{γ} [keV]	HVL [cm]	TVL [cm]	μ [cm^{-1}]
^{99m} Tc	140	0,03	0,10	23,10
⁶⁷ Ga	89 - 389	0,10	0,22	6,93
123I	156	0,13	0,13	17,30
131I	364	1,00	1,00	2,31

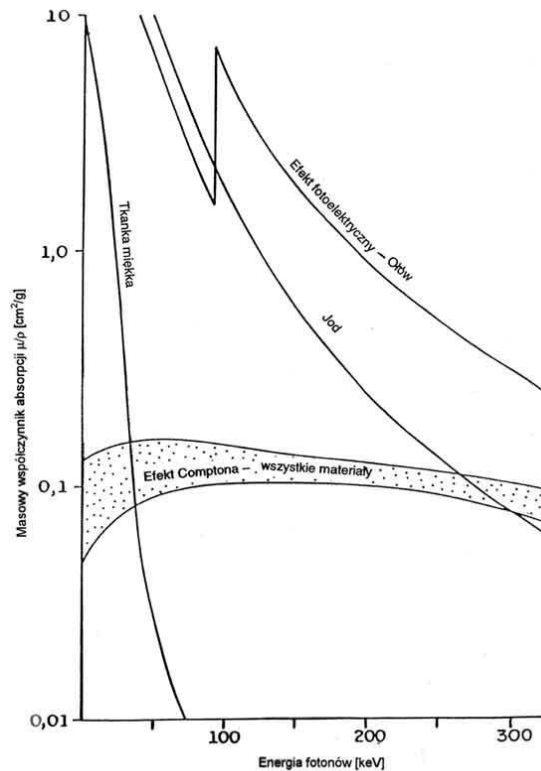
2.4.2. Efekt Comptona

Podczas zderzenia fotonu z elektronem foton może zachować się również, jak kula bilardowa i przekazać elektronowi tylko część swej energii. Mówimy wtedy o **rozpraszaniu comptonowskim**. Energia przekazana elektronowi, a więc i tracona

⁸ 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.

⁹ Wg. R.A.Powsner, E.R.Powsner, *Essentials Nuclear Medicine Physics*, Blackwell Publishing (2006)

przez foton zależy wtedy od kąta pomiędzy kierunkami padającego i rozpraszanego fotonu. Przy rozpraszaniu na wprost energia fotonu po rozproszeniu jest taka sama, jak przed rozproszeniem, natomiast przy rozpraszaniu wstecz energia rozproszonych fotonów jest najmniejsza i zależy od energii padającego promieniowania w przybliżeniu jak $E_0/(1+4E_0)$, gdzie energię wyraziliśmy w MeV. Prawdopodobieństwo procesu Comptona maleje ze wzrostem energii i jest proporcjonalne do liczby Z (liniowy współczynnik absorpcji będzie więc też proporcjonalny do Z , masowy zaś będzie od Z niezależny). 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.

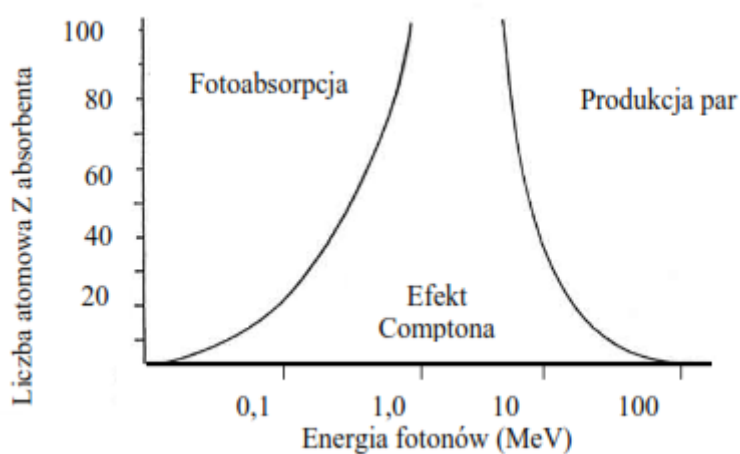


Rys. 2.19 Wkład efektu fotoelektrycznego i comptonowskiego do masowego współczynnika absorpcji

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 jest na rys. 2.19.

2.4.3. Tworzenie par elektron - pozyton

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

Współczynnik absorpcji obliczany na atom ośrodka jest sumą współczynników dla poszczególnych procesów zachodzących w atomie. Tak więc, to co nas interesuje, to efekt wypadkowy. Rysunki 2.17 i 2.18 pokazują w rzeczy samej zależności współczynnika absorpcji (na atom) i grubości połówkowej, uwzględniające efekt fotoelektryczny i efekt Comptona, jako że w obszarze energii pokazanym na rysunkach efekt tworzenia par jest nieznaczny. Dominację poszczególnych procesów w funkcji energii fotonów i liczby atomowej Z pokazuje rys. 2.20

Główne oddziaływania fotonów w materiałach spotykanych w medycynie nuklearnej przedstawia¹⁰ Tabela 2.4.

Tabela 2.4 Podstawowe oddziaływania fotonów w typowych materiałach

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	

¹⁰ Wg. R.A.Powsner, E.R.Powsner, *Essentials Nuclear Medicine Physics*, Blackwell Publishing (2006)

2.4.4. Skutki oddziaływania promieniowania X i γ w materii

W zasadzie promieniowanie X i γ 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 γ)
- > 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.

2.4 Promieniowanie neutronowe

Wyswobodzone z jąder neutrony tworzą tzw. promieniowanie neutronowe. Neutrony można wytwarzać na kilka sposobów, z których najstarszym jest reakcja jądrowa cząstek α z jądrami izotopu berylu ${}^9\text{Be}$:



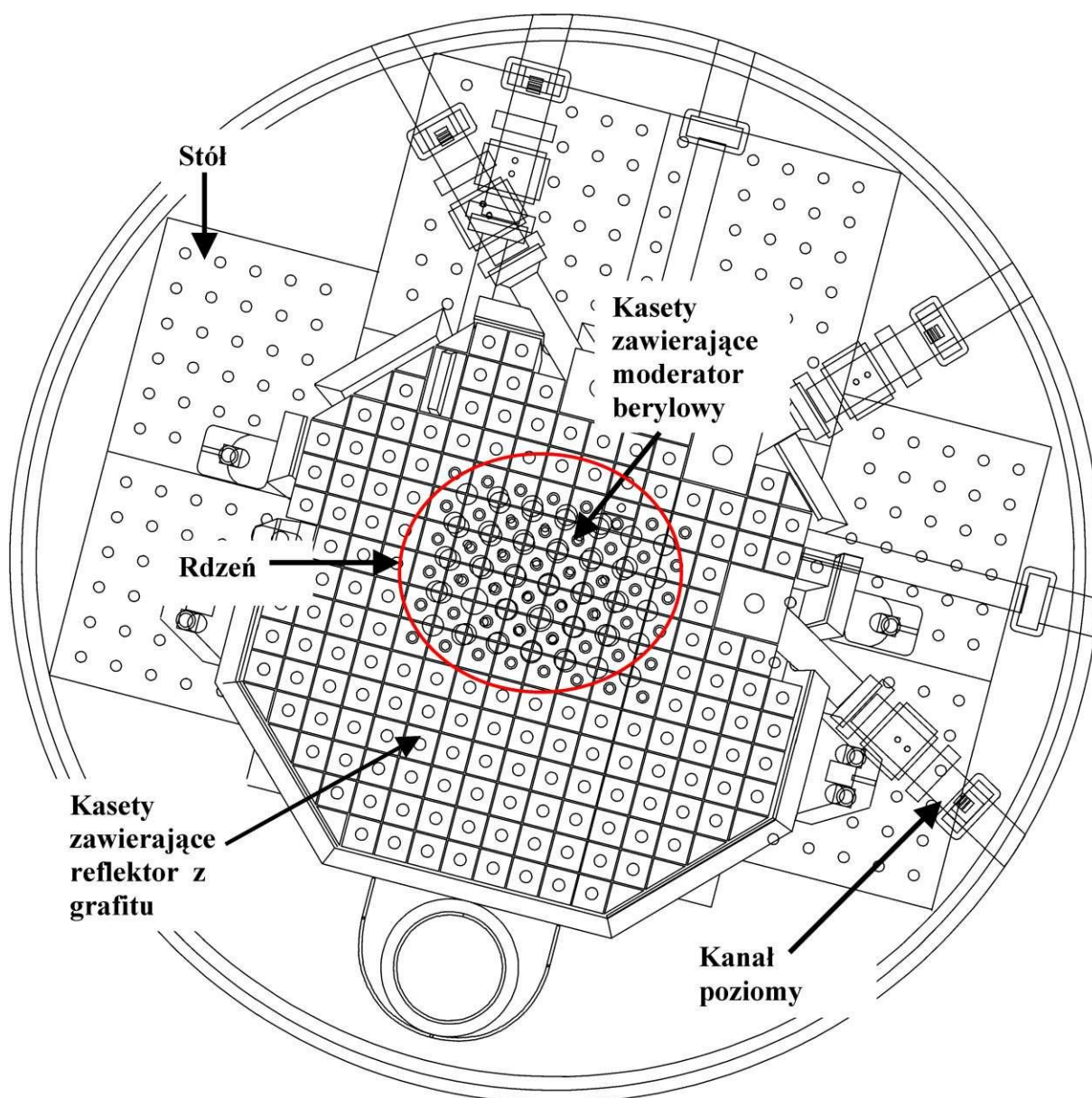
Tak wytworzone neutrony służą mogą wielu badaniom poznawczym. Do otrzymania silnych strumieni neutronów wykorzystujemy **reakcję rozszczepienia** – z reguły jądrowe ${}^{235}\text{U}$, w której to reakcji tworzą się dwa fragmenty rozszczepienia, tj. jądra o porównywalnej masie oraz 0 - 8 neutronów - 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)

W klasycznym reaktorze jądrowym reakcję rozszczepienia jąder ^{235}U wywołują neutrony termiczne o energiach rzędu 1 - 100 meV. Paliwem jest uran wzbogacony w ^{235}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 węglika boru - materiału o dużej wytrzymałości mechanicznej i termicznej oraz wysokim przekroju czynnym na absorpcję neutronów w izotopie ^{10}B . Rys. 2.21 pokazuje rdzeń reaktora MARIA w Świerku, widziany z góry.

Neutrony można też wytworzyć w tzw. **reakcji spalacji (kruszenia)**, w której to wysokoenergetyczne protony w wyniku zderzenia z jądrami ciężkiego metalu (ołów, wolfram, itp.) dosłownie rozbijają jądro na drobne fragmenty, a w zależności od energii padającego protonu można otrzymać od kilkunastu do kilkuset neutronów z jednej reakcji. Powstające w tych procesach neutrony mają energie rzędu megaelektronowoltów i są bardzo przenikliwe - z łatwością przenikają nawet przez grube warstwy ciężkich metali. Wchodząc w reakcje jądrowe z jądrami materii tworzą na swej drodze cząstki naładowane, które z kolei jonizują ośrodek. Tak więc jonizacja ośrodka przez neutrony jest **jonizacją pośrednią** w odróżnieniu od omawianych dotąd mechanizmów jonizacji (wyjątek stanowi w szczególności jonizacja zainicjowana przez elektrony z par elektron-pozyton).

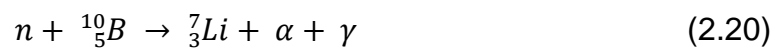


Rys. 2.21 Widok z góry rdzenia reaktora MARIA w Świerku

Jak powiedzieliśmy, 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.

2.6. Wiązki promieniowania

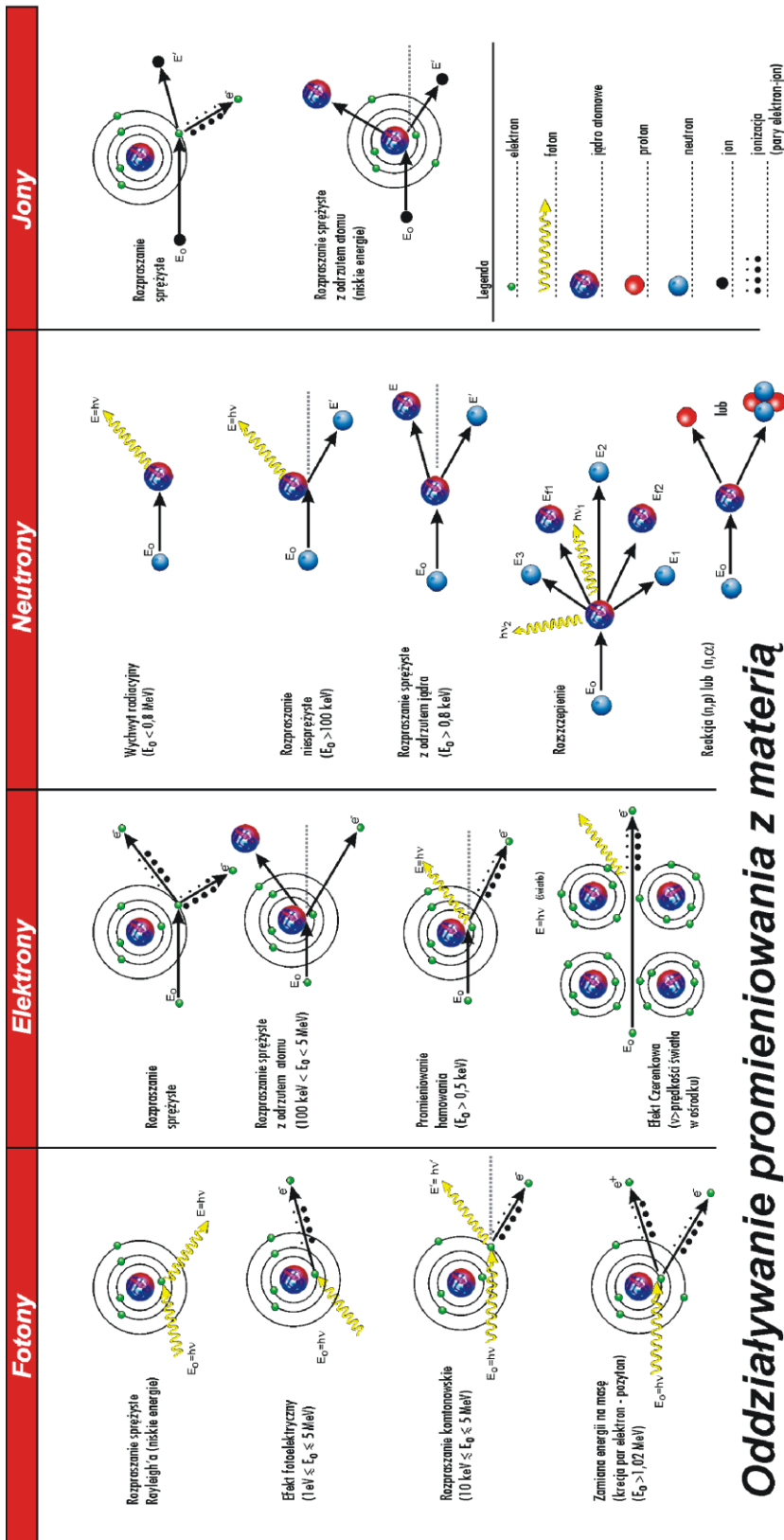
Bez względu na rodzaj, promieniowanie wychodzące ze źródła i padające na interesujący nas obiekt nazywamy **promieniowaniem pierwotnym**. Jeśli w wyniku zderzeń kierunek cząstki zmienia się, mówimy o **promieniowaniu rozproszonym**, natomiast, gdy wynikiem oddziaływania jest powstanie innego rodzaju

promieniowania, jak np. promieniowania hamowania, mówimy o **promieniowaniu wtórnym**. Każdy z tych rodzajów promieniowania charakteryzuje się większą lub mniejszą przenikliwością, o czym już mówiliśmy. Przyjęło się nazywać promieniowanie przenikliwe **promieniowaniem twardym**, słabo przenikliwe zaś - **miękkim**. Oznacza to, że w obrębie jednego rodzaju promieniowania, np. beta, można wyróżniać "twardą" i "miękką" składową.

Jeśli promieniowanie pierwotne rozchodzi się w przestrzeni w pewnym kącie bryłowym, tj. wewnątrz pewnego stożka wokół jakiegoś centralnego kierunku padania, mówimy o **wiązce promieniowania**. Np. neutrony wychodzące z reaktora badawczego tworzą wiązkę neutronów.

Wiazkę pierwotną możemy z reguły łatwo kształtować przez systemy kolimatorów lub przesłon, co szczególnie jest istotne m.in. w teleterapii. Taka wiązka jest nazywana **wiązką wąską**. Może ona taką pozostać i po rozproszeniach, jeśli udział promieniowania rozproszonego w pełnej wiązce będzie niewielki. W wyniku oddziaływania wiązki pierwotnej z materią możemy przekształcić ją we **wiązkę szeroką**. Mierząc moc dawki w określonym punkcie przestrzeni może okazać się, że na jej wartość zasadniczy wpływ ma właśnie promieniowanie rozproszone. W wypadku wiązki wąskiej, zasadniczy wkład do mocy dawki pochodzi od promieniowania pierwotnego. Podane tu rozróżnienie, przyjęte w ochronie radiologicznej, ma sens jedynie w sytuacjach, w których nie daje się skolimować wiązki rozproszonej. Na pewno dzieje się tak wewnątrz naświetlanego pacjenta.

Kończąc niniejszy rozdział pokazujemy na rys. 2.22 oddziaływania różnego rodzaju promieniowania z materią.



Oddziaływanie promieniowania z materią

Rys. 2.22 Oddziaływanie różnych rodzajów promieniowania z materią

2.7. Ilościowy opis jonizacji ośrodków

2.7.1 Jonizacja przez ciężkie cząstki naładowane (hadrony)

Strata energii na jednostkę drogi:

$$S = -\frac{dE}{dx} \quad (2.21)$$

Wielkość ta, znana przede wszystkim pod nazwą **zdolności hamowania**, zależy silnie od rodzaju i energii cząstki. Dla cząstek ciężkich o energii porównywalnej z prędkością elektronów orbitalnych absorbenta, zdolność hamowania opisuje klasyczna formuła Bethego:

$$S = \frac{4\pi e^2 z^2}{m_e v^2} N Z \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right], \quad (2.22)$$

gdzie m_e , e - masa i ładunek elektronu,
 v , z - prędkość i ładunek cząstki,
 N , Z - liczba atomów w jednostce objętości i liczba atomowa absorbenta,
 $\beta = v/c$ jest nieistotnie małe dla nierelatywistycznych prędkości cząstek,
 I - średni potencjał jonizacji lub wzbudzenia atomów absorbenta, który opisuje wzór półempiryczny:

$$I = 9,1Z \left[1 + 1,9/Z^{2/3} \right] eV \quad (2.23)$$

Zasięg cząstki X o liczbie masowej Z i liczbie atomowej A można obliczyć z następującego wzoru

$$R_X(E/A) = \frac{A}{Z^2} r_p(E/A) \quad (2.24)$$

gdzie r_p - zasięg protonów. Przypominamy, że zasięg liczony jest wzdłuż kierunku padającej cząstki. Ponieważ dla cząstek ciężkich odchylenia od kierunku padania są z reguły bardzo niewielkie, zasięg w tym wypadku pokrywa się z drogą przebywaną przez cząstkę do momentu zatrzymania się w materii.

Powyższa relacja (2.24) nie jest słuszna dla niskich energii, kiedy to wychwyty elektronów zmienia stan ładunkowy cząstki.

2.7.2 Jonizacja przez elektrony prędkie

Elektron w materii traci energię na:

- Zderzenia (oddziaływanie kulombowskie)
- Procesy radiacyjne (promieniowanie hamowania)

Straty energii związane ze zderzeniami opisuje wzór:

$$S_c = \frac{2\pi e^4 NZ}{m_e v^2} \left[\ln \frac{m_e v^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - (\ln 2)(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8}(1 - \sqrt{1-\beta^2})^2 \right] \quad (2.25)$$

Straty radiacyjne (na promieniowanie hamowania) opisane są natomiast równaniem:

$$S_r = \frac{NEZ(Z+1)e^4}{137(m_e c^2)^2} \left(4 \ln \frac{2E}{m_e c^2} - \frac{4}{3} \right) \quad (2.26)$$

Zatem

$$\frac{S_r}{S_c} \approx \frac{EZ}{700} \quad (2.27)$$

gdzie energia E jest wyrażona w MeV.

Absorpcja i zasięg elektronów

Natężenie wiązki elektronów po przejściu przez absorbent o grubości x można opisać w przybliżeniu jako :

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (2.28)$$

Masowy współczynnik absorpcji μ/ρ dla elektronów jest w przybliżeniu stały i niezależny od właściwości materiału:

$$\frac{\mu}{\rho} = 17 E_{max}^{1,14} \left[\frac{cm^2}{g} \right], \quad (2.29)$$

gdzie E_{max} oznacza maksymalną energię cząstek beta w widmie ciągłym. Na przykład, maksymalny zasięg (w mm) promieniowania beta w aluminium można opisać relacją:

$$R_{max} = \begin{cases} 0,542 E_{max} - 0,133 & \text{dla } 0,8 \text{ MeV} < E_{max} < 3 \text{ MeV} \\ 0,407 E^{1,38} & \text{dla } 0,15 \text{ MeV} < E < 0,8 \text{ MeV} \end{cases} \quad (2.30)$$

2.7.3. Zdolność hamowania (*Stopping Power*) i liniowy przekaz energii LET (*Linear Energy Transfer*)

W wielu wypadkach nie korzystamy z pojęcia zasięgu cząstki w materii, lecz z innej, równie użytecznej wielkości, a mianowicie omawianej już zdolności hamowania, którą oznaczamy literą S (2.21). Jest rzeczą zrozumiałą że im większa zdolność hamowania, tym zasięg cząstki będzie mniejszy.

Inną często stosowaną jednostką jest tzw. liniowy przekaz energii, oznaczany skrótem *LET* od angielskiej nazwy *Linear Energy Transfer*. *LET*, to strata energii

promieniowania na jednostkę przebytej drogi, związana z energią przekazywaną atomom materii w bezpośredniej bliskości ścieżki cząstki:

$$LET = -\frac{dE}{dx} \quad (2.31)$$

I tak, dla elektronów w tkance miękkiej:

Energia [keV]	LET [keV/μm]
1000	0,2
100	0,3
10	2,2
1	12,0

LET dla protonów o energii 10 MeV wynosi 4,7 keV/μm

LET dla neutronów o energii 14 MeV wynosi 100 keV/μm

LET dla cząstek α o energii 2,5 MeV wynosi 166 keV/μm

Dla ciężkich cząstek wielkości S i LET są niemal takie same, natomiast dla cząstek lekkich, jak np. elektrony czy pozytony, straty energii na tworzenie powstających w procesie jonizacji ośrodka elektronów wtórnych (tzw. promieni δ) oraz na promieniowanie hamowania, które nie prowadzą do lokalnej depozycji energii powodują, że S i LET znacznie się różnią.

Jeśli przez **jonizację właściwą** (SI od ang. *Specific Ionization*) będziemy rozumieli liczbę par jonów powstających na jednostkę drogi cząstki, to w gruncie rzeczy LET będzie iloczynem SI i energii potrzebnej na kreację jednej pary jonów. Ta ostatnia w wypadku powietrza lub wody wynosi około 33 eV (od 25 eV do 40 eV).

O cząstkach takich, jak alfa mówimy jako o cząstkach o dużej wartości LET, podczas gdy o cząstkach beta czy fotonach mówimy jako o promieniowaniu z niską wartością LET.

2.7.4 Pochłanianie promieniowania gamma

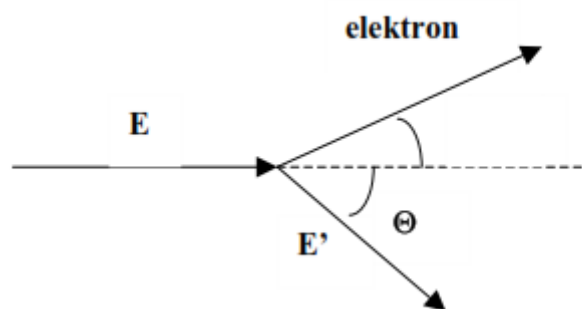
Jak mówiliśmy, przy przechodzeniu fotonów przez materię należy uwzględnić trzy mechanizmy oddziaływania, a mianowicie: efekt fotoelektryczny, efekt Comptona i zjawisko tworzenia par elektron-pozyton. Prawdopodobieństwo zajścia tych zjawisk zależy od energii fotonu i liczby atomowej ośrodka. Poniżej podajemy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

Zjawisko fotoelektryczne:

$$\sigma_f = CZ^n/E_\gamma^{3,5} \quad (2.32)$$

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

Efekt Comptona:



Rys. 2.23 Schemat kinetyczny rozpraszania komptonowskiego fotonów

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (2.33)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Z r_0^2 \left(\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right) \left[1 + \frac{\alpha^2 (1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]} \right] \quad (2.34)$$

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

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

$$\sigma_C = 2\pi \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \left\{ \frac{1 + \alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1 + \alpha)}{1 + 2\alpha} - \frac{\ln(1 + 2\alpha)}{\alpha} \right] + \frac{\ln(1 + 2\alpha)}{2\alpha} - \frac{1 + 3\alpha}{(1 + 2\alpha)^2} \right\} \quad (2.35)$$

Przekrój czynny na absorpcję związaną z rozpraszaniem comptonowskim wynosi natomiast

$$\sigma_C^{(abs)} = 2\pi \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \left\{ \frac{2(1 + \alpha)^2}{\alpha^2(1 + 2\alpha)} - \frac{1 + 3\alpha}{(1 + 2\alpha)^2} - \frac{(1 + \alpha)(2\alpha^2 - 2\alpha - 1)}{\alpha^2(1 + 2\alpha)^2} - \frac{4\alpha^2}{3(1 + 2\alpha)^3} - \left[\frac{1 + \alpha}{3} - \frac{1}{2\alpha} + \frac{1}{2\alpha^3} \right] \ln(1 + 2\alpha) \right\} \quad (2.36)$$

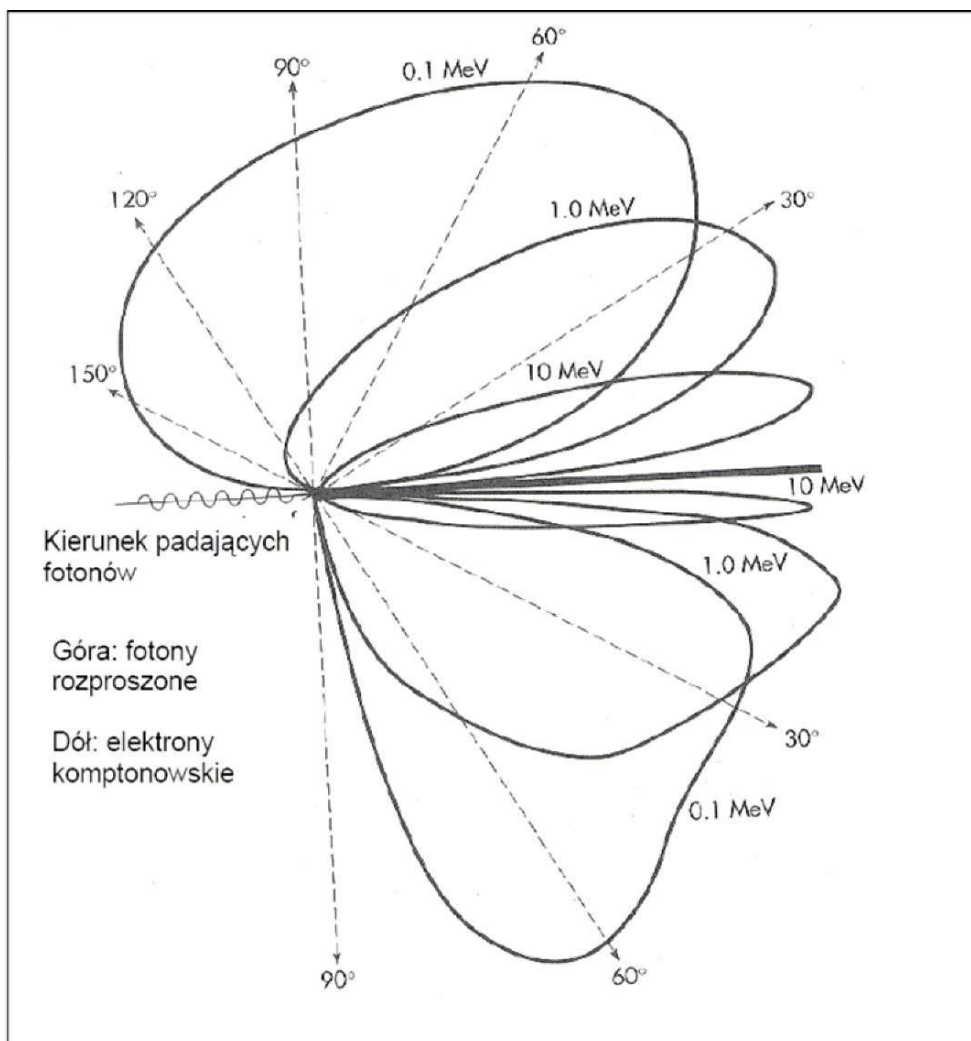
Kątowy rozkład fotonów rozproszonych oraz elektronów odrzutu w rozpraszaniu comptonowskim ilustruje rys. 2.24.

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

$$\sigma_p = \frac{1}{137} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 Z^2 f(h\nu) \quad (2.37)$$

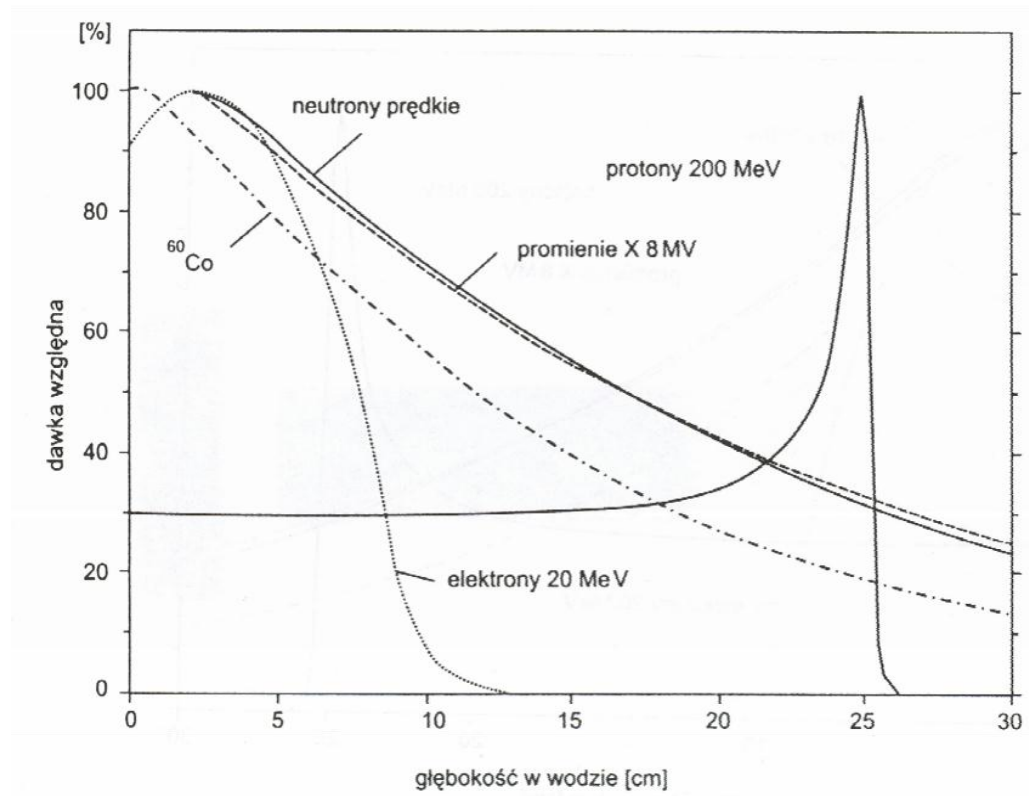
gdzie $f(h\nu)$ rośnie najpierw logarytmicznie, a dla dużych energii przechodzi w wartość stałą:

$$f = \frac{28}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{2}{27} \quad (2.38)$$



Rys. 2.24 Rozkład natężenia promieniowania rozproszonego i elektronów comptonowskich dla różnych energii padających fotonów

Kończąc ten rozdział pokazujemy na rys. 2.25 rozkład dawki związanej z wnikaniem cząstek o różnych energiach w wodę. Rozkład dawki wiąże się ściśle ze zdolnością hamowania. Wyraźne maksimum widoczne na końcu drogi ciężkich cząstek (hadronów) znane jest pod nazwą piku Bragga. Jego istnienie wykorzystywane jest skutecznie w tzw. **terapii hadronowej**. Głębsza analiza tego wykresu uświadamia, jak bardzo różny jest przebieg procesu jonizacji dla różnych cząstek.



Rys. 2.25 Rozkład dawki w funkcji głębokości wnikania cząstek o różnych energiach w wodę [M.Waligórski, J.Lesiak, w *Fizyczne metody diagnostyki medycznej i terapii*, PWN, Warszawa (2000), 185]