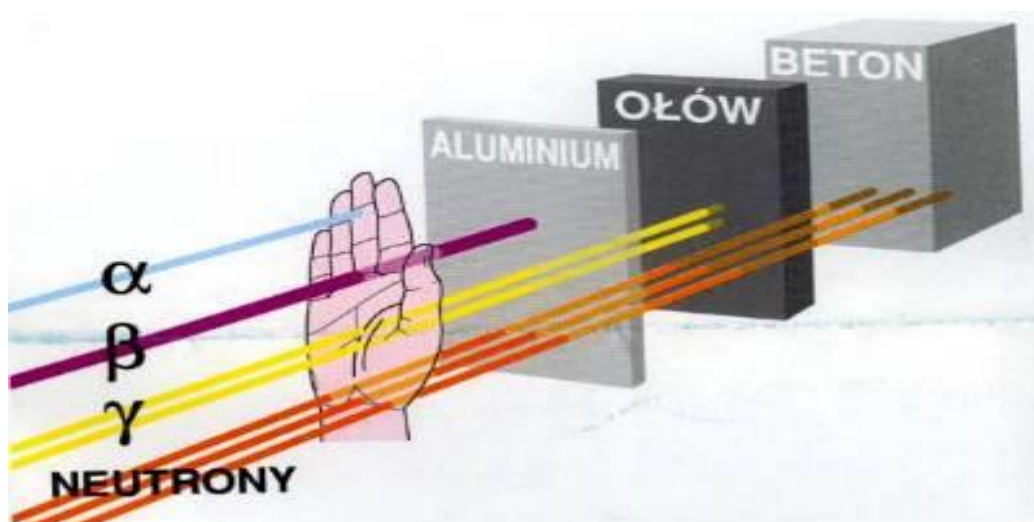


3. Propagacja promieniowania jonizującego w ośrodku materialnym

Promieniowanie jonizujące: przenikliwe i niewidoczne, groźne i dobroczynne - może go zatrzymać kartka papieru, a może przenikać bunkry i ściany ołowiane. Promieniowanie nie może być wykryte, jeśli nie oddziałuje z ośrodkiem, przez który przenika; nie może być wtedy wykorzystane ale również nie wyrządza szkody. Dowolny sposób oddziaływania może posłużyć jako podstawa wykrycia obecności promieniowania. Różne typy promieniowania oddziałują z materią na różne sposoby, oraz różne są metody uzyskania mierzalnej (np. w postaci impulsów elektrycznych) lub obserwowalnej (np. rejestrowalnej na kliszy fotograficznej) informacji. Jest to powodem istnienia różnych rodzajów detektorów.



Rys. 3.1 Ilustracja przenikliwości różnych rodzajów promieniowania jądrowego, [**]

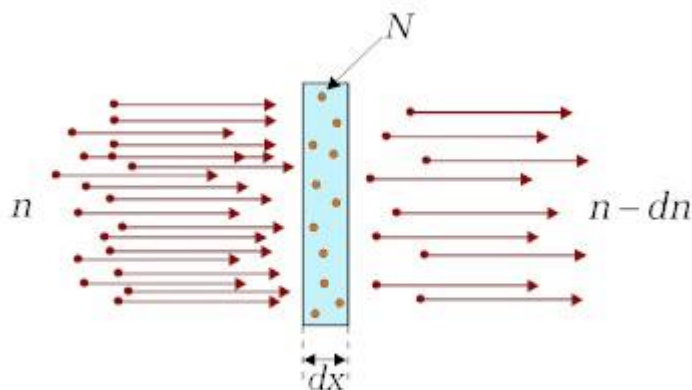
Pokazane jest to poglądowo na Rys. 3.1. Cząstki alfa, emitowane są przez źródła promieniotwórcze, zatrzymuje skóra naszych rąk lub kartka papieru, promieniowanie beta (tj. elektrony i pozytony) może być zatrzymane przez kilkumilimetrową blachę aluminiową, promieniowanie gamma dobrze pochłaniają osłony ołowiane, ale do spowolnienia wiązki neutronów musimy użyć nie ołowiu, ale osłony betonowej, wody lub parafiny.

Nie oznacza to jednak, że promieniowanie alfa jest najmniej groźne. Jego zdolność jonizacyjna jest wielokrotnie większa niż promieniowania beta czy gamma i jeśli dostaje się do wnętrza organizmu, to skutki jego działania są też wielokrotnie większe.

Nie oznacza to jednak, że skutki te muszą być ujemne. Jeśli promieniowanie oddziałuje na komórki nowotworowe niszcząc je, to jest to działanie pożądane. Własności promieniowania są jego cechą obiektywną i od człowieka zależy jak będą wykorzystane.

3.1 Przekrój czynny i kinematyka relatywistyczna

Na początek sformułujemy podstawowe pojęcia, które będziemy stosować przy opisie oddziaływania promieniowania jądowego z materią, a potem oddzielnie omówimy specyfikę oddziaływania różnych typów promieniowania z ośrodkiem materialnym.



Rys. 3.1.1. Wiązka n cząstek pada na warstwę materiału o grubości dx . Wskutek oddziaływania liczba dn cząstek zostaje z wiązki usunięta.

Rysunek 1.1.1. pokazuje schematycznie wiązkę n cząstek padających na cienką warstwę materiału o grubości dx . W materiale następuje rozpraszanie cząstek na centrach rozpraszających, np. atomach, których gęstość opisujemy podając liczbę centrów w jednostce objętości N , np. w jednym cm^3 . W wyniku rozpraszania część dn cząstek zostaje z wiązki usunięta tak, że po przejściu przez warstwę materiału w wiązce pozostaje $n - dn$ cząstek.

Przyjmujemy najprostsze założenie - liczba usuniętych z wiązki cząstek jest proporcjonalna do grubości warstwy materiału i do samej liczby padających cząstek. Jest też proporcjonalna do gęstości centrów rozpraszających. Zapiszmy te w postaci prostej proporcji

$$dn = -\sigma \cdot n \cdot N \cdot dx \quad (3.1.1)$$

Współczynnik proporcjonalności, który wyrażony musi być w jednostkach powierzchni np. w cm^2 , nosi nazwę **przekroju czynnego**. Oczywiście, biorąc pod uwagę, że liczba centrów rozpraszających w jednostce objętości jest ogromna, w pomiarach przekrojów czynnych używa się innej jednostki, o wiele mniejszej niż $1cm^2$. Stosowaną powszechnie jednostką przekroju czynnego jest **barn** ($1barn = 10^{-24}cm^2$). (Jeśli nie wiesz, to sprawdź w słowniku, co znaczy „barn” po angielsku.) Intuicyjnie, przekrój czynny to taka powierzchnia każdego z centrów rozpraszania, że trafiająca na nią cząstka doznaje z tym centrum oddziaływania. Pamiętając uwagę powyżej, nie należy bynajmniej utożsamiać tej powierzchni z rozmiarami jąder czy atomów. Będziemy do tego zagadnienia jeszcze powracać.

Oczywiście zauważamy, że wyrażenie (3.1.1) nie może opisać procesu osłabienia wiązki przy przechodzeniu przez warstwę materiału o skończonej grubości. W miarę zagłębiania się wiązki w materiał liczba cząstek będzie się zmniejszać i nie będzie już równa liczbie cząstek padających na materiał z zewnątrz. Wyrażenie (3.1.1) opisuje więc zmniejszenie się intensywności wiązki przy przejściu przez elementarną warstwę, zaś całkowite osłabienie wiązki otrzymamy przez sumowanie (całkowanie) elementarnych osłabień danych wzorem (3.1.1). Zapisując to wyrażenie nieco inaczej

$$\frac{dn}{n} = -\sigma \cdot N \cdot dx \quad (3.1.2)$$

otrzymujemy równanie różniczkowe o rozdzielonych zmiennych, którego prawa strona jest różniczką logarytmu n . Mamy więc

$$d(\ln n) = -\sigma \cdot N \cdot dx \Rightarrow \ln n = -\sigma \cdot N \cdot x + \ln C \Rightarrow n = C \cdot e^{-\sigma \cdot N \cdot x} \quad (3.1.3)$$

Stałą całkowania nietrudno znaleźć oznaczając liczbę cząstek padających z zewnątrz na materiał przez N_0 . Dla $x=0$ mamy $N_0=C$, co pozwala nam zapisać wzór na osłabienie wiązki przy przechodzeniu przez warstwę materiału o grubości x

$$n = n_0 \cdot e^{-\sigma \cdot N \cdot x} \quad (3.1.4)$$

Jest to prawo opisujące osłabienie wiązki promieniowania przechodzącej przez ośrodek materialny, kiedy oddziaływanie z centrami rozpraszającymi powoduje usunięcie cząstek z wiązki. Pamiętajmy, że n jest liczbą cząstek, które pozostały w wiązce po przejściu przez warstwę materiału, a n_0 jest liczbą cząstek padających. Różnica

$$n_0 - n = n_0 \cdot (1 - e^{-\sigma \cdot N \cdot x}) \quad (3.1.5)$$

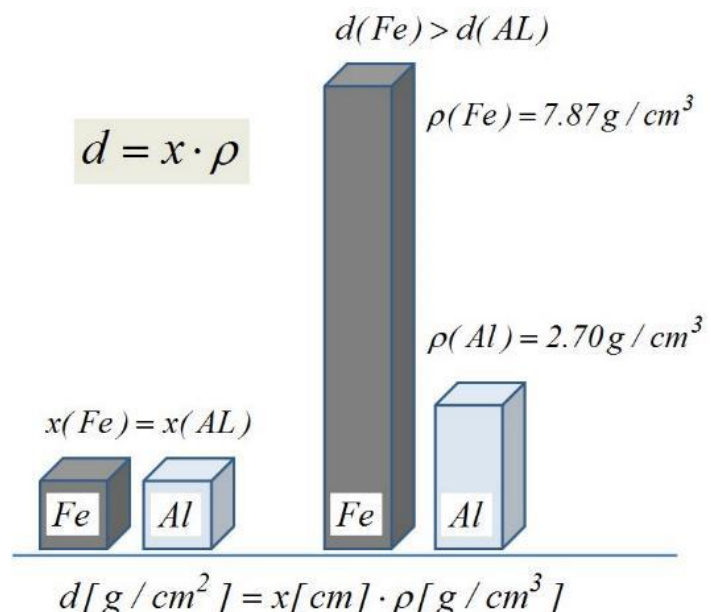
jest liczbą cząstek usuniętych z wiązki. Wprowadzając oznaczenie $\mu_x = \sigma \cdot N$ możemy zapisać wzór (3.1.4) w postaci

$$n = n_0 \cdot e^{-\mu_x \cdot x} \quad (3.1.6)$$

gdzie μ_x nazywamy **liniowym współczynnikiem osłabienia wiązki**, którego wymiar wyrażany jest np. w cm^{-1} .

W fizyce i technice pomiarów jądrowych często wyraża się grubość materiałów w jednostkach **gęstości powierzchniowej d** określonej jako grubość materiału x pomnożoną przez jego gęstość ρ . Mamy więc: $d=\rho x$, a wyrażając grubość w cm i gęstość w g/cm^3 , wyrazimy gęstość powierzchniową w g/cm^2 .

Rys. 3.1.2. Graficzna ilustracja zależności pomiędzy grubością, wyrażaną w cm , i gęstością powierzchniową, wyrażaną w g/cm^2 .



Chociaż taki sposób wyrażania grubości wydaje się początkowo nieco sztuczny, ale jest bardzo użyteczny przy porównywaniu grubości materiałów o różniących się znacznie gęstościach, np. powietrza i ołowiu.

Przy wyrażaniu grubości materiału poprzez ich gęstość powierzchniową, stosujemy nieco inaczej zdefiniowany współczynnik osłabienia wiązki, zwany **masowym współczynnikiem osłabienia**

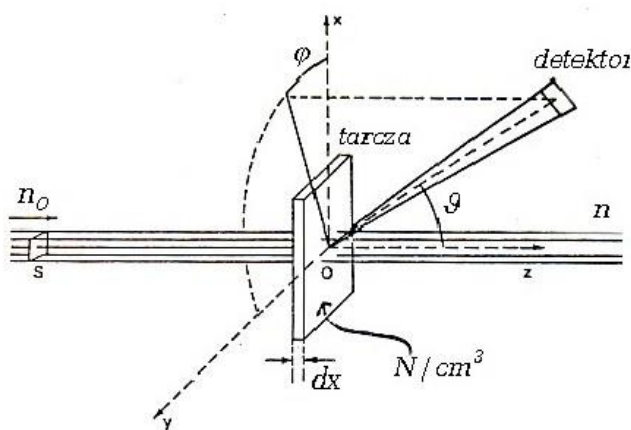
$$\mu_d = \frac{\mu_x}{\rho} = \frac{\sigma \cdot N}{\rho} = \frac{\sigma}{m_A} \quad (3.1.7)$$

gdzie m_A jest masą cząstek materiału ośrodka. Zgodnie z tą definicją, wymiar masowego współczynnika osłabienia jest odwrotnością wymiaru gęstości powierzchniowej, tj. cm^2/g . Prawo osłabienia wiązki z użyciem masowego współczynnika osłabienia zapisujemy zamieniając we wzorze (1.2.6) wyrażenie $\mu_x \cdot x$ wyrażeniem $\mu_d \cdot d$.

Wielkością charakteryzującą również osłabienie wiązki w materiałach jest **średnia droga swobodna**, $\lambda = 1/\mu$. W zależności od sposobu zdefiniowania współczynnika osłabienia wiązki, średnia droga swobodna wyrażana może być w cm lub w g/cm^2 , a prawo osłabienia z użyciem średniej drogi swobodnej określamy zamieniając np. wyrażenie $\mu_x \cdot x$ we wzorze (1.2.6) wyrażeniem x/λ_x , gdzie λ_x wyrażone jest w cm . Zauważmy, że kiedy grubość warstwy materiału równa jest wartości średniej drogi swobodnej, to liczba cząstek przechodzących przez tę warstwę w stosunku do liczby cząstek padających będzie

$$n/n_0 = e^{-1} = 1/2.718... \approx 1/3 \quad (3.1.8)$$

Inaczej mówiąc, prawdopodobieństwo przejścia przez cząstkę drogi równej średniej drodze swobodnej wynosi około 1/3, co warto zapamiętać.



Często interesuje nas bardziej precyzyjna informacja. Nie chodzi tylko o to czy cząstka została wyeliminowana z wiązki, ale co się z nią stało.

Wyeliminowaniem z wiązki jest absorpcja cząstki lub jej rozproszenie o dany kąt zwany **kątem rozproszenia** lub kątem zenitalnym. Rozproszona cząstka może być zarejestrowana przez detektor ustawiony na jej drodze, może też ulegać dalszym rozproszeniom.

Rys. 3.1.3. Rozproszenie cząstki i różniczkowy

przekrój czynny

Ilustruje to **Rys.3.1.2** . Padająca z lewej strony wiązka ulega częściowemu pochłonięciu w tarczy. Cząstki rozproszone pod danym kątem rozproszenia ϑ oraz pod określonym kątem w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku wiązki, zwanym **kątem azymutalnym** φ , są rejestrowane przez umieszczony na ich drodze detektor.

Dla opisu prawdopodobieństwa rozproszenia cząstek w określony element przestrzeni wprowadza się pojęcie tzw. **różniczkowego przekroju czynnego** zdefiniowanego jako

$$d\sigma = \sigma(\vartheta, \varphi) d\Omega \quad (3.1.8)$$

gdzie $\sigma(\vartheta, \varphi)$ jest przekrojem czynnym wyrażającym prawdopodobieństwo rozproszenia cząstki w jednostkowy element kąta bryłowego i wyrażanym w barnach na steradian, zaś $d\Omega$ jest elementarnym kątem bryłowym wokół kierunku określonego przez kąty ϑ i φ . (Kąt bryłowy $d\Omega$ to część przestrzeni o formie stożkowej i wierzchołku w danym punkcie wycinająca na powierzchni kuli o promieniu R daną powierzchnię dS . Miara kąta bryłowego jest stosunek dS/R^2 , zaś jednostką jest steradian. Jest to taki kąt bryłowy, przy którym pole wyciętej powierzchni równe jest R^2 . Pełny kąt bryłowy równy jest 4π steradianów.) Całkowity przekrój czynny otrzymujemy przez obliczenie całki po pełnym kącie bryłowym

$$\sigma_t = \int_{4\pi} \sigma(\vartheta, \varphi) d\Omega = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \sigma(\vartheta, \varphi) \sin \vartheta d\vartheta \quad (3.1.9)$$

Jeśli interesuje nas tylko określone procesy fizyczne oddziaływania promieniowania z materią, określamy cząstkowe przekroje czynne na te procesy. Całkowity przekrój czynny jest wtedy sumą przekrojów cząstkowych.

3.1K Elementy notacji relatywistycznej

Cząstki emitowane w reakcjach jądrowych i przyspieszane w akceleratorach często posiadają prędkości porównywalne z prędkością światła, dlatego opisując ich ruch i oddziaływania trzeba posługiwać się zależnościami obowiązującymi w kinematyce relatywistycznej.

Zdefiniujemy podstawowe wielkości. Będziemy używać następujących pojęć opisujących cząstki materialne i ich ruch.

m_0 – masa spoczynkowa cząstki

m – masa relatywistyczna cząstki.

$\vec{v}$ - prędkość, v - wartość bezwzględna prędkości

$\vec{p}$ - pęd, p - wartość bezwzględna pędu

E – energia pełna (włączająca masę spoczynkową cząstki)

E_k – energia kinetyczna

c – prędkość światła w próżni,

$m_0 \cdot c^2$ – energia spoczynkowa cząstki o masie m_0 ,

Przypomnijmy podstawowe równanie łączące masę cząstki z jej energią

$$E = m \cdot c^2$$

↓

$$m = m_0 \cdot \gamma$$

↓

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

↓

$$\beta = v / c$$

(3.1K,1)

W zależnościach tych zdefiniowaliśmy dwie bardzo ważne wielkości:

β - stosunek prędkości do prędkości światła, lub prędkość wyrażoną w jednostkach prędkości światła.

γ - tzw. "czynnik Lorentza"

Zauważmy, że wartości β zawierają się w granicach od zera do jedności. Najmniejsza wartość czynnika Lorentza równa jest jedności dla $\beta = 0$ i rośnie nieliniowo ze wzrostem prędkości. Zauważmy, że

$$\gamma = \frac{m}{m_0} \quad (3.1K,2)$$

Wartość czynnika Lorentza wyraża tu ilościowo relatywistyczny wzrost masy. Czynniki Lorentza jest ważnym wskaźnikiem wpływu efektów relatywistycznych na charakterystyki cząstek poruszających się z prędkościami bliskimi prędkości światła..

Zwróćmy też uwagę, że pełna energia wiąże się z energią kinetyczną cząstki zależnością

$$E = E_k + m_0 \cdot c^2 \quad (3.1K,3)$$

czyli stanowi sumę energii kinetycznej i energii spoczynkowej.

Związek pędu z masą i prędkością cząstki jest określony zależnościami

$$\vec{p} = m \cdot \vec{v} = m_0 \cdot \gamma \cdot \vec{v} = m \cdot \vec{\beta} \cdot c = m_0 \cdot \gamma \cdot \vec{\beta} \cdot c, \quad (3.1K,4)$$

Relatywistyczny związek pomiędzy masą, energią i pędem cząstki dany jest zależnością

$$E = \sqrt{m_0^2 \cdot c^4 + p^2 \cdot c^2} \quad (3.1K,5)$$

Jeśli cząstka porusza się wzdłuż osi Z w prostokątnym układzie współrzędnych, to składowe jej pędu oraz energia w układzie poruszającym się określa transformacja Lorentza:

$$\begin{aligned} p'_x &= p_x, & p'_y &= p_y, & p'_z &= \gamma \cdot \left(p_z - \frac{\beta \cdot E}{c} \right) \\ E' &= \gamma \cdot (E - p_z \cdot \beta \cdot c) \end{aligned} \quad (3.1K,6)$$

Warto także pamiętać, że rezultatem transformacji Lorentza jest zmiana długości i czasu, kiedy wielkości te mierzone są w układzie poruszającym się względem układu spoczynkowego danego obiektu.

$$l' = l / \gamma, \quad t' = t \cdot \gamma \quad (3.1K,7)$$

gdzie l i t , to długość i czas w układzie własnym obiektu, a l' i t' , to wielkości zmierzone w układzie poruszającym się z prędkością, dla której czynnik Lorentza wynosi γ . Zmiany te noszą nazwy odpowiednio: skrócenia Lorentza i dylatacji czasu.

W wielu praktycznych zastosowaniach zamiast prędkości cząstki stosuje się wielkość zwaną po polsku pospiesznością zaś w języku angielskim „rapidity”. Wielkość ta zdefiniowana jest jako

$$y = \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (3.1K,8)$$

gdzie E jest pełną energią cząstki a p_z jest składową jej pędu skierowaną wzdłuż osi reakcji. Pospieszność posiada niezwykle cenną właściwość kinematyczną: **jest addytywna względem transformacji Lorentza**. Oznacza to, że jeśli znamy pospieszność cząstki w układzie odniesienia A , to w układzie B poruszającym się wzdłuż osi z względem tego układu z prędkością β pospieszność cząstki będzie

$$y_B = y_A - \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) = y - y_{AB} \quad (3.1K,8a)$$

Gdzie y_{AB} oznacza pospieszność układu B względem układu A . Dla przykładu, jeśli układem A jest układ laboratoryjny, a układem B układ środka masy zderzających się obiektów, to pospieszność cząstki w układzie środka masy będzie równa jej pospieszności w układzie laboratoryjnym pomniejszona o pospieszność układu środka masy względem układu laboratoryjnego. Kształt rozkładu pospieszności również nie ulegnie zmianie.

Przy prędkościach cząstki znacznie mniejszych od prędkości światła, wartości pospieszności zbliżają się do wartości beta.

Pseudopospieszność (pseudorapidity) jest wielkością, która z eksperymentalnego punktu widzenia jest znacznie wygodniejsza, bowiem nie wymaga znajomości pędu i energii cząstki, a jedynie kąta jej emisji względem osi reakcji. Jest więc znacznie łatwiejsza do wyznaczenia eksperymentalnego. Pseudopospieszność zdefiniowana jest jako

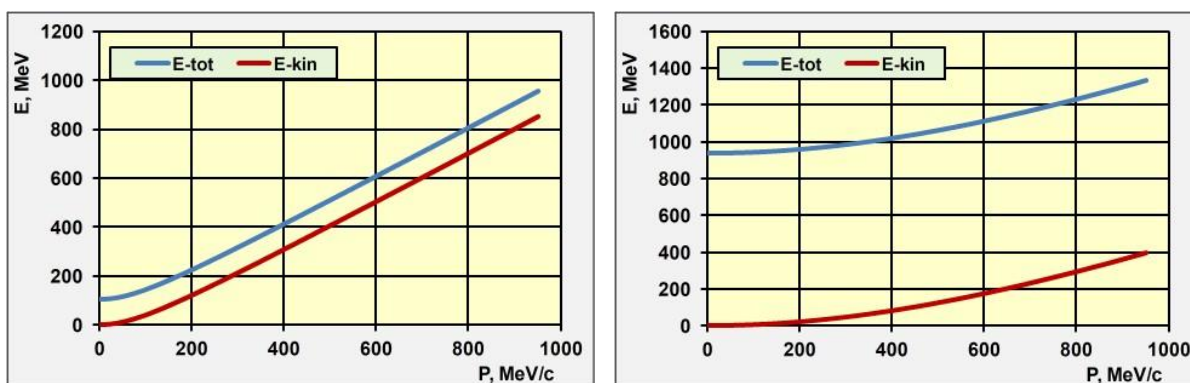
$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (3.1K,9)$$

gdzie θ jest wspomnianym już kątem pomiędzy osią reakcji, a kierunkiem ruchu danej cząstki w tej reakcji emitowanej. Pseudopospieszność w terminologii pędowej może być zapisana jako

$$\eta = \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} \right) \quad (3.1K,10)$$

Kiedy więc prędkość cząstki jest bliska prędkości światła, udział masy w energii i pędzie cząstki staje się mały, a wartości bezwzględne energii i pędu są sobie bliskie, to pseudopospieszność staje się dobrym przybliżeniem pospieszności.

Dla ilustracji na rysunkach poniżej pokazane są wybrane zależności dla mezonu μ (mionu) oraz protonu w zakresie pędów od zera do 950 MeV/c.

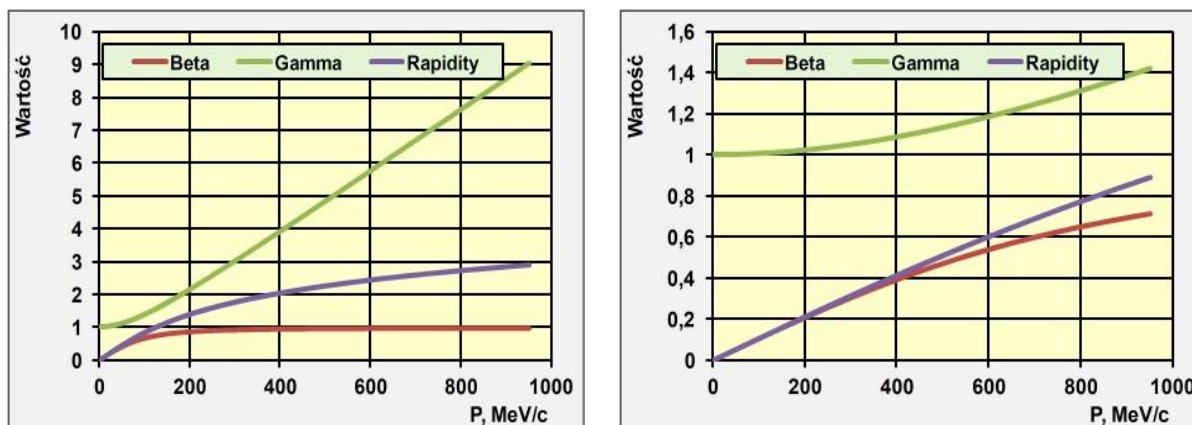


Rys. 2. Zależność Energii całkowitej (**E-tot**) i energii kinetycznej (**E-kin**) od pędu mionu (wykres z lewej strony) oraz protonu (wykres z prawej strony).

Zaobserwować można wielką różnicę w relacji pomiędzy energią całkowitą i energią kinetyczną wynikającą z wartości masy cząstki. Dla mionu o pędzie kilkuset MeV/c wartość energii kinetycznej bliska jest wartości energii całkowitej. Zupełnie inna jest ta relacja dla protonu, gdzie energia kinetyczna stanowi bardzo małą część energii całkowitej, bowiem wartość tej energii określa głównie energia spoczynkowa protonu, wzór (3).

Efekty relatywistyczne nie mogą być ignorowane tam, gdzie ich rola staje się znacząca. Z drugiej strony, w wielu przypadkach nie ma potrzeby wykonywania obliczeń w ramach formalizmu relatywistycznego, jeśli rola efektów relatywistycznych jest marginalna i nie zmienia w sposób istotny wartości liczbowych, a w konsekwencji – konkluzji fizycznych.

Na rysunkach poniżej pokazane są zależności: prędkości (Beta), Czynnika Lorentza (Gamma) oraz pospieszności (Rapidity) dla mezonu μ (mionu) oraz protonu w zakresie pędów od zera do 950 MeV/c.

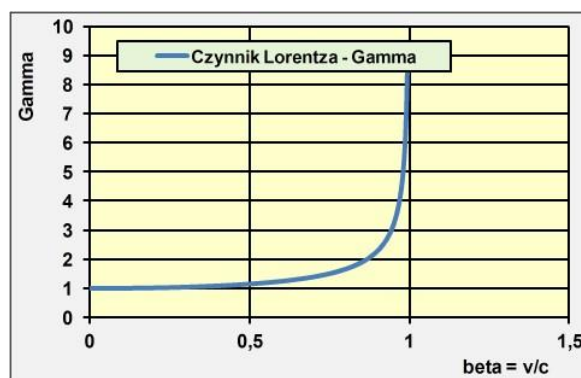


Rys. 3. Zależności: prędkości (Beta), Czynnika Lorentza (Gamma) oraz pospieszności (Rapidity) dla mezonu μ (mionu, wykres z lewej strony) oraz protonu (wykres z prawej strony) w zakresie pędów od zera do 950 MeV/c.

Dla mionu już przy pędach ok. 200 MeV/c stosunek prędkości do prędkości światła bliski jest jedności, a wartość czynnika Lorentza określającego wpływ efektów relatywistycznych na charakterystyki poruszającej się cząstki, przekracza 2. Dla protonu o tym samym pędzie prędkość wyrażona w jednostkach prędkości światła ma wartość ok. 0.2, a czynnik Lorentza bardzo niewiele różni się od jedności. Efekty relatywistyczne w wielu przypadkach można więc zaniedbać. Przy okazji widzimy również, że dla niewielkich wartości β , prędkość bardzo niewiele różni się od prędkości. Różnice pojawiają się dla większych wartości, kiedy β zbiega do jedności, a prędkość dalej wzrasta.

Dla poglądowego przedstawienia ‘Anatomii’ efektów relatywistycznych warto pokazać zależność wartości czynnika Lorentza od prędkości wyrażonej w jednostkach prędkości światła β . Dla wartości β mniejszych od 0,5 wartości czynnika Lorentza niewiele różnią się od jedności. Dla wartości większych od 0,5 następuje szybki nieliniowy wzrost czynnika Lorentza, czyli wzrost roli efektów relatywistycznych w opisie ruchu cząstki.

Rys. 4. Zależność wartości czynnika Lorentza γ od prędkości wyrażonej w jednostkach prędkości światła β .



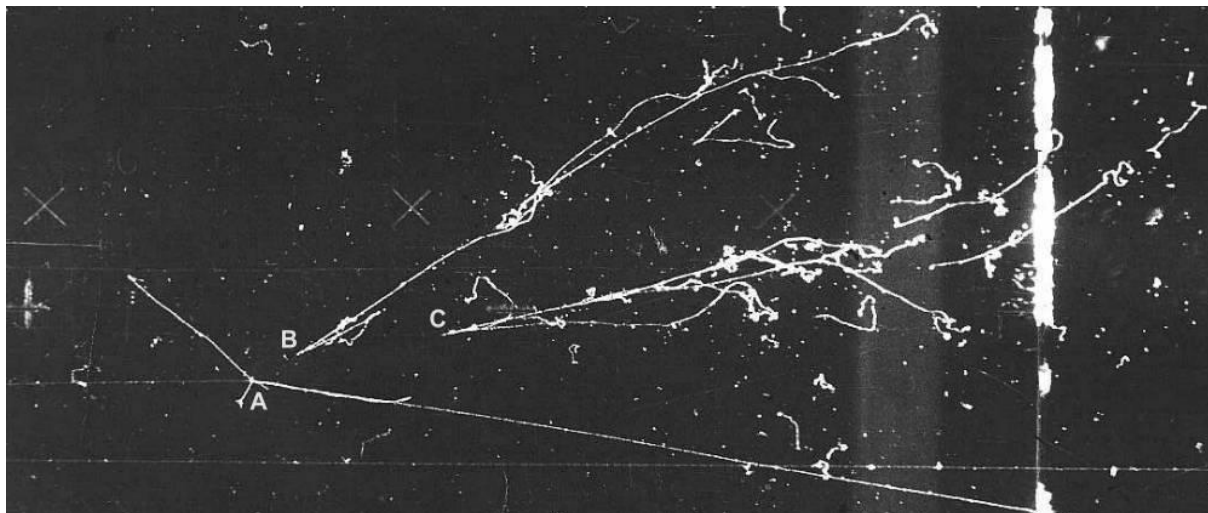
3.2 Oddziaływanie promieniowania jonizującego z materią

Ze względu na specyfikę oddziaływania różnych typów promieniowania z materią, będziemy omawiać oddzielnie charakterystyczne cechy procesów fizycznych wywoływanych przez dany typ promieniowania. Cechy te zależą także od energii promieniowania oraz rodzaju materiału, na który to promieniowanie oddziałuje.

Promieniowaniem jonizującym jest promieniowanie elektromagnetyczne dużych energii oraz cząstki naładowane: elektrony, protony, cząstki alfa i cięższe jądra atomowe, a także neutrony. Nie każdy z wymienionych rodzajów promieniowania jonizującego wywołuje jonizację bezpośrednio. Do **promieniowania jonizującego bezpośrednio** należą cząstki naładowane, zaś do **promieniowania jonizującego pośrednio** należą kwanty promieniowania elektromagnetycznego - fotony oraz nukleony nie posiadające ładunku elektrycznego - neutrony. Proces jonizacji przebiega wtedy dwuetapowo. W etapie pierwszym uwalniana jest cząstka naładowana, która w drugim etapie wywołuje jonizację.

A. Oddziaływanie z materią promieniowania gamma

Na fotografii poniżej (Rys.3.2.1) pokazane są ślady cząstek zarejestrowane w komorze pęcherzykowej wypełnionej ciekłym ksenonem.*)



Rys. 3.2.1. Ślady cząstek zarejestrowane w komorze pęcherzykowej wypełnionej ciekłym ksenonem

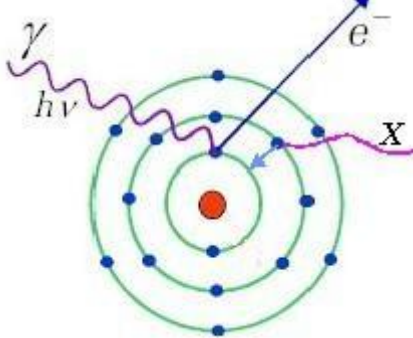
Dwie grupy śladów "celują" wyraźnie w punkt A, ale są od niego oddzielone. Można domyślać się, że pomiędzy punktem A, a punktami B oraz C przebiegła jakaś cząstka, która nie pozostawiła śladów. Potem "coś się stało" i pojawiły się widoczne ślady zarejestrowane na fotografii. Jak przebiegał proces, którego obraz został na zdjęciu zapisany? Dlaczego jedne cząstki pozostawiają ślady, inne zaś nie. Co stało się w punktach B i C? Na te i inne podobne pytania znajdziemy odpowiedź poniżej.

Fotony - kwanty promieniowania elektromagnetycznego nie jonizują materii, bo nie posiadają ładunku elektrycznego. Nie pozostawiają więc śladów w komorze pęcherzykowej. Wywołują natomiast procesy, w wyniku których uwalniane są elektrony, które jako cząstki naładowane wywołują jonizację, a więc pozostawiają ślad w komorze pęcherzykowej.

Trzy z tych procesów odgrywają zasadniczą rolę w oddziaływaniu promieniowania gamma z materią i będą omówione kolejno poniżej. Jest to zjawisko fotoelektryczne, efekt Comptona i zjawisko tworzenia par elektron-pozyton. Skupimy uwagę na tych ich cechach, które dotyczą przekazu energii i absorpcji promieniowania. Każdy z procesów reprezentowany jest symbolicznym rysunkiem. (Pamiętajmy jednak, że rysunki te nie odzwierciedlają bynajmniej relacji geometrycznych czy kinematycznych, ale mają za zadanie zilustrować poglądowo mechanizm zachodzenia poszczególnych procesów.) Prawdopodobieństwa ich zachodzenia zależne są od energii fotonów oraz własności materiału absorbentu.

*) Fotografia ta została wykonana w Instytucie Teoretycznej i Eksperymentalnej Fizyki w Moskwie. Przedstawia ślady cząstek wyemitowanych w wyniku zderzenia mezonu π^- , tzw. pionu o ładunku ujemnym i pędzie 3.5 GeV/c, z jądrem atomu ksenonu.

Zjawisko fotoelektryczne

	Zjawisko fotoelektryczne , czyli pochłonięcie fotonu przez atom i emisja elektronu z powłoki leżącej w pobliżu jądra.	
	$\gamma + atom \rightarrow atom^+ + e^-$	(3.2.1)
	W wyniku zajścia tego procesu foton zostaje pochłonięty, atom zjonizowany, a wyemitowany elektron ma energię kinetyczną	
	$E_k = E_\gamma - W$	(3.2.2)

Rys. 3.2.2 Poglądowa ilustracja zjawiska fotoelektrycznego

gdzie W jest "pracą wyjścia" elektronu z danej powłoki, odpowiadającą energii wiązania elektronu tej powłoki.

Warunkiem zachodzenia efektu fotoelektrycznego jest, by energia fotonu była większa od energii wiązania W elektronu na danej orbicie atomowej. Zjawisko fotoelektryczne zachodzić więc może wyłącznie dla elektronów związanych w atomach. Kinematyka wymaga, by część pędu fotonu przejęło trzecie ciało jakim jest jądro atomowe. Właśnie dlatego efekt fotoelektryczny zachodzi najczęściej dla elektronów znajdujących się na powłokach będących najbliższ jądru. Najsilniej związane są elektrony na powłoce najbliższej jądra zwanej powłoką K. Dlatego energię fotonu umożliwiającą uwolnienie elektronu z tej powłoki nazywa się często **krawędzią K**. Z drugiej strony, wybite elektronu z powłoki K wymaga większej energii niż wybite z powłok bardziej oddalonych od jądra. Dlatego dla niższych energii fotonów zachodzi wybite elektronów z wyższych powłok atomowych.

Po uwolnieniu elektronu z powłoki w pobliżu jądra może nastąpić przeskok na tę powłokę elektronu z powłoki wyższej. Wyzwalana przy tym energia emitowana jest w postaci kwantu promieniowania elektromagnetycznego w zakresie rentgenowskim. Może też nastąpić przekazanie energii innemu elektronowi w atomie i jego emisja. Elektron taki nazywany jest **elektronem Auger'a**.

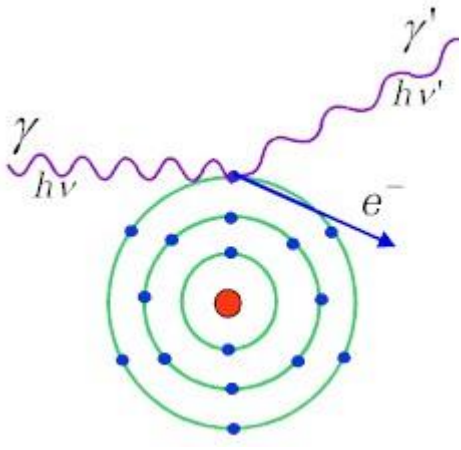
Przekrój czynny na zjawisko fotoelektryczne rośnie bardzo szybko ze wzrostem liczby atomowej materiału w którym efekt zachodzi oraz maleje ze wzrostem energii samego fotonu. Można to zapisać w postaci empirycznej zależności

$$\sigma_{ph} = C \cdot \frac{Z^k}{E_\gamma^n} \quad (3.2.3)$$

gdzie Z jest liczbą atomową materiału (absorbenta), a E_γ jest energią fotonu. Dla niskich energii ($E_\gamma \ll m_0 \cdot c^2$) wartości wykładników potęg we wzorze (1.3.3) są: $k=4.0$, $n=3.5$; dla energii bardzo wysokich ($E_\gamma \gg m_0 \cdot c^2$) $k=4.6$, $n=1.0$; C jest stałym, tj niezależnym od Z i E_γ , współczynnikiem proporcjonalności.

Rozkład kątowy emitowanych w zjawisku fotoelektryczny elektronów, czyli kąt pomiędzy kierunkiem fotonu a emitowanego elektronu, zależy od energii fotonu. Dla niewielkich energii fotonów (rzędu 10 keV) kąty te są raczej duże, bliskie 90° i większe. Ze wzrostem energii średnia wartość tego kąta zmniejsza się.

Efekt Comptona

	Efekt Comptona , czyli rozproszenie fotonu na quasi-swobodnym elektronie.	
	$\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$	(3.2.4)
	W rezultacie tego procesu foton o energii E_0 zostaje rozproszony, a część jego energii przekazana jest elektronowi. Energia rozproszonego fotonu E_1 jest zależna od kąta rozproszenia.	
	$E_1 = \frac{E_0}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)}$	(3.2.5)
Rys. 3.2.3 Poglądowa ilustracja efektu Comptona	gdzie θ jest kątem rozproszenia, a $\alpha = E_0 / m_0 c^2$ jest stosunkiem energii fotonu do energii spoczynkowej elektronu.	

Energię rozproszonego fotonu w funkcji kąta rozproszenia można wyznaczyć wykorzystując związki kinematyczne w efekcie Comptona. Energii fotonu E związana jest z częstotliwością fali elektromagnetycznej ν zależnością

$$E = h \cdot \nu, \quad (3.2.6)$$

gdzie h jest stałą Plancka.

Relatywistyczny związek pomiędzy energią całkowitą cząstki, E , pędem p , i masą spoczynkową, m_0 ma postać

$$E^2 = m_0^2 \cdot c^4 + p^2 \cdot c^2 \quad (3.2.7)$$

Masa fotonów równa jest zeru. Związek pomiędzy energią i pędem dla fotonu jest więc

$$E = p \cdot c \quad \text{lub} \quad p = \frac{E}{c} \quad (3.2.8)$$

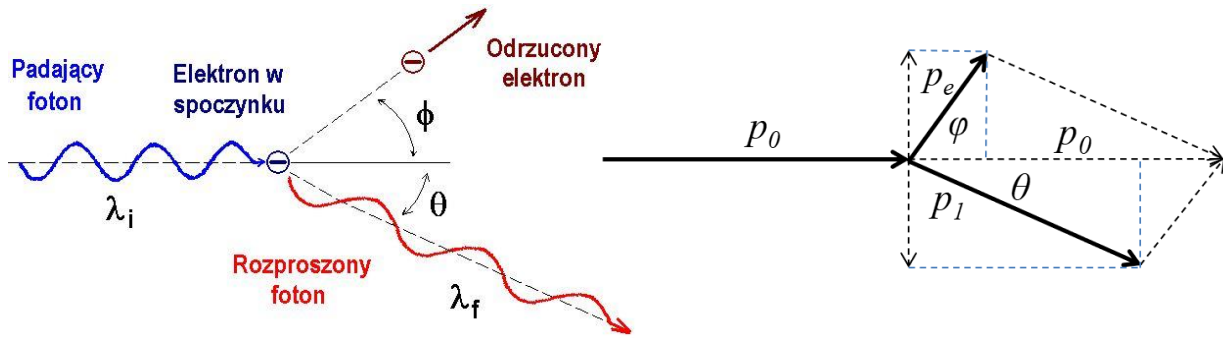
Ze wzorów (3.2.6) i (3.2.8) wynika, że

$$p = \frac{h \cdot \nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad (3.2.9)$$

bowiem $\lambda = c/\nu$.

Wprowadźmy kilka oznaczeń użytecznych w naszych rozważaniach. Oznaczmy przez E_0 i p_0 energię i pęd padającego fotonu, a przez E_1 i p_1 , energię i pęd fotonu rozproszonego.

Przez: m_0 , E_e , T_e , i p_e oznaczmy odpowiednio: masę spoczynkową, energię całkowitą, energię kinetyczną i pęd elektronu odrzutu. Schemat kinematyczny przedstawiony jest poniżej.



Rys. 3.2.4. Relacje kinematyczne w efekcie Comptona

Zapiszmy prawa zachowania pędu i energii dla naszego przypadku. Suma składowych pędu rozproszonego fotonu i odrzuconego elektronu, równoległych do kierunku lotu padającego fotonu, równa jest pędowi fotonu padającego, p_0 , czyli

$$p_0 = p_1 \cdot \cos \vartheta + p_e \cdot \cos \varphi. \quad (3.2.10)$$

Suma składowych prostopadłych musi być równa zero, gdyż układ foton-elektron przed zderzeniem nie ma pędu w tym kierunku, tj.

$$0 = p_1 \cdot \sin \vartheta - p_e \cdot \sin \varphi \quad \text{lub} \quad p_1 \cdot \sin \vartheta = p_e \cdot \sin \varphi \quad (3.2.11)$$

Prawo zachowania energii mówi, że sumaryczna energia układu składającego się z padającego fotonu i spoczywającego elektronu ma być równa sumie energii fotonu rozproszonego i elektronu odrzuconego. (Pamiętamy, że energia spoczywającego elektronu równa jest jego masie spoczynkowej pomnożonej przez c^2 .)

$$E_0 + m_0 \cdot c^2 = E_1 + \overbrace{T_e + m_0 \cdot c^2}^{E_e}, \quad (3.2.12)$$

z czego wynikają związki:

$$E_0 - E_1 = T_e \quad \text{oraz} \quad c \cdot (p_0 - p_1) = T_e \quad (3.2.13)$$

Dla zapisania ostatniej równości uwzględniliśmy zależność (3.2.8).

Równania (3.2.11), (3.2.12), (3.2.13) umożliwiają wyznaczenie energii fotonu rozproszonego lub zmianę długości fali w efekcie Comptona. Dla wyznaczenia tych wielkości skorzystajmy z zasady zachowania pędu. Podnieśmy do kwadratu stronami równania (3.2.11) i (3.2.12)

$$(p_0 - p_1 \cdot \cos \vartheta)^2 = p_e^2 \cdot \cos^2 \varphi \quad (3.2.14)$$

$$p_1^2 \cdot \sin^2 \vartheta = p_e^2 \cdot \sin^2 \varphi \quad (3.2.15)$$

Po dodaniu ich stronami otrzymujemy

$$p_0^2 + p_1^2 - 2 \cdot p_0 \cdot p_1 \cdot \cos \vartheta = p_e^2 \quad (3.2.16)$$

Znajdźmy teraz związek pomiędzy energią kinetyczną i pędem elektronu po zderzeniu z fotonem. Z zależności (3.2.7) mamy

$$\overbrace{(T_e + m_0 \cdot c^2)^2}^{E_e^2} = c^2 \cdot p_e^2 + (m_0 \cdot c^2)^2, \quad (3.2.17)$$

bowiem energia całkowita jest sumą energii kinetycznej i energii spoczynkowej. Wzór (3.2.17) można wyrazić prościej w postaci

$$T_e^2 + 2 \cdot T_e \cdot m_0 \cdot c^2 = c^2 \cdot p_e^2 \quad \text{lub} \quad T_e^2 / c^2 + 2 \cdot T_e \cdot m_0 = p_e^2 \quad (3.2.18)$$

Skorzystajmy teraz z zasady zachowania energii. Wykorzystując wzór (3.2.13) możemy wzór (3.2.18) przepisać w postaci

$$(p_0 - p_1)^2 + 2 \cdot m_0 \cdot c \cdot (p_0 - p_1) = p_e^2 \quad (3.2.19)$$

Zapiszmy równość wynikającą ze wzorów (3.2.16) i (3.2.19)

$$(p_0 - p_1)^2 + 2 \cdot m_0 \cdot c \cdot (p_0 - p_1) = p_0^2 + p_1^2 - 2 \cdot p_0 \cdot p_1 \cdot \cos \vartheta \quad (3.2.20)$$

Można to przepisać w prostszej postaci jako

$$m_0 \cdot c \cdot (p_0 - p_1) = p_0 \cdot p_1 \cdot (1 - \cos \vartheta) \quad (3.2.21)$$

lub

$$1/p_1 - 1/p_0 = (1 - \cos \vartheta) / (m_0 \cdot c) \quad (3.2.22)$$

Korzystając ze wzoru (3.2.9) możemy w oparciu o wzór (3.2.22) wyznaczyć zmianę długości fali w efekcie Comptona,

$$\lambda_1 - \lambda_0 = \Delta\lambda = \frac{h}{m_0 \cdot c} \cdot (1 - \cos \vartheta) = \lambda_C \cdot (1 - \cos \vartheta) \quad (3.2.23)$$

Wielkość

$$\lambda_C = \frac{h}{m_0 \cdot c} = 2.4263 \cdot 10^{-12} \text{ m} \quad (3.2.24)$$

nosi nazwę **komptonowskiej długości fali elektronu**, zaś $\Delta\lambda$ nazywa się **przesunięciem komptonowskim**. Zauważmy, że zmiana długości fali w efekcie Comptona nie zależy od rodzaju substancji rozpraszającej i długości fali padającego fotonu, a jedynie od kąta rozproszenia. Oznacza to, że względna zmiana energii jest duża dla fotonów o dużych

energiach, czyli małych długościach fal. Kiedy kąt ϑ równy jest zeru (zderzenie peryferyjne), długość fali nie zmienia się podobnie jak w rozproszeniu klasycznym, kiedy jest równy 180° (zderzenie centralne), to długość fali fotonu rozproszonego powiększa się w stosunku do długości fali fotonu padającego o podwójną komptonowską długość fali elektronu i rozproszenie komptonowskie jest maksymalne.

Warto zauważyć, że efekt Comptona może zachodzić także dla innych cząstek niż elektrony (np. w przestrzeni kosmicznej zderzenia fotonów z protonami). Skala tego efektu, czyli zmiana długości fali (wzór (15)), zależy oczywiście od komptonowskiej długości fali cząstki, która np. dla protonu jest prawie 1900 razy mniejsza niż dla elektronu.

Korzystając z kolei ze związku (3.2.8) możemy ze wzoru (3.2.22) otrzymać wyrażenie na energię rozproszonego fotonu

$$E_1 = E_0 \cdot \frac{m_0 \cdot c^2}{m_0 \cdot c^2 + E_0 \cdot (1 - \cos \vartheta)} \quad \text{lub} \quad h\nu_1 = \frac{h\nu_0}{1 + \alpha \cdot (1 - \cos \vartheta)} \quad (3.2.25)$$

gdzie w drugiej równości wprowadziliśmy wielkość wyrażającą energię fotonu w jednostkach energii spoczynkowej elektronu:

$$\alpha = \frac{E_0}{m_0 c^2} = \frac{h\nu_0}{m_0 c^2} \quad (3.2.26)$$

Pamiętamy, że dla elektronu $m_0 c^2 = 0.511 \text{ MeV}$.

Możemy też korzystając z wzoru (3.2.13) obliczyć energię kinetyczną elektronu odrzutu otrzymując

$$T_e = h\nu_0 \cdot \frac{\alpha \cdot (1 - \cos \vartheta)}{1 + \alpha \cdot (1 - \cos \vartheta)} \quad (3.2.27)$$

Analizując postać wzorów (3.2.25) i (3.2.26) widzimy, że ze wzrostem kąta rozproszenia zmniejsza się energia fotonu rozproszonego i zwiększa się energia odrzuconego elektronu.

To samo możemy oczywiście zapisać także w postaci

$$E_1 = E_0 \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \quad (3.2.28)$$

Analogicznie, energia elektronu odrzutu może być zapisana jako

$$T_e = E_0 \frac{\alpha(1 - \cos \theta)}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \quad (3.2.29)$$

Jak widać z postaci tych wzorów stosunek energii fotonu rozproszonego E_1 do energii fotonu pierwotnego E_0 zmniejsza się ze wzrostem kąta rozproszenia, a zależność ta jest tym

silniejsza im większa jest energia fotonu. Jeśli energia fotonu jest dużo mniejsza niż energia spoczynkowa elektronu, tzn. jeśli $\alpha \ll 1$, to $E_1 \approx E_0$ niezależnie od kąta rozproszenia a energia kinetyczna elektronu jest bardzo mała.

Rozpatrzmy trzy charakterystyczne przypadki:

1. $\theta=0, \cos\theta=1$ Kiedy kąt rozproszenia wynosi zero, energia fotonu rozproszonego równa jest energii fotonu pierwotnego, a energia elektronu odrzutu wynosi zero. Faktycznie, oznacza to że rozproszenie nie zaszło, co jest intuicyjnie oczywiste. Przypadek ten jednak wart jest odnotowania, określa bowiem ekstremalne wartości energii fotonu i elektronu w efekcie Comptona. Można tu wspomnieć o „odwrotnym efekcie Comptona”, kiedy elektron nie będący w spoczynku przekazuje fotonowi część swej energii. Wtedy energia fotonu po rozproszeniu jest większa od energii fotonu pierwotnego. W praktyce laboratoryjnej tego typu efektu nie spotyka się jednak.
2. $\theta=\pi/2, \cos\theta=0$ Kiedy foton rozproszony jest pod kątem prostym w stosunku do kierunku fotonu pierwotnego, otrzymujemy zależność

$$E_{1(\theta=\pi/2)} = E_0 \frac{1}{1+\alpha}, \quad T_{e(\theta=\pi/2)} = E_0 \frac{\alpha}{1+\alpha} \quad (3.2.30)$$

Warto pamiętać, że energia kinetyczna elektronu odrzutu równa jest różnicy energii fotonu pierwotnego i fotonu rozproszonego, oczywiście przy założeniu, że energię wiązania elektronu na orbicie atomowej można zaniedbać. W granicznym przypadku, kiedy energia fotonu pierwotnego jest tak duża, że jedynekę w mianowniku można pominąć otrzymujemy

$$\lim_{E_0 \rightarrow \infty} \frac{E_0}{1+\alpha} = \lim_{E_0 \rightarrow \infty} \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_0 c^2}} = \lim_{E_0 \rightarrow \infty} \frac{1}{\frac{1}{E_0} + \frac{1}{m_0 c^2}} = m_0 c^2$$

czyli wynosi około **511keV**. Jest to wartość maksymalna dla tego kąta i osiągnięta jest dla najwyższych energii fotonu pierwotnego, ulegającego rozproszeniu. Wynika z tego również, że dla kątów większych od $\pi/2$ energia fotonu rozproszonego jest zawsze mniejsza od 511keV, niezależnie od energii fotonu pierwotnego. Informacja ta jest bardzo przydatna przy konstruowaniu detektorów i osłon w różnych układach, gdzie mamy do czynienia z promieniowaniem gamma.

3. $\theta=\pi, \cos\theta=-1$ Kiedy foton rozproszony jest do tyłu mamy

$$E_{1(\theta=\pi)} = E_0 \frac{1}{1+2\alpha}, \quad T_{e(\theta=\pi)} = E_0 \frac{2\alpha}{1+2\alpha} \quad (3.2.31)$$

Teraz dla granicznego przypadku, kiedy energia fotonu pierwotnego jest tak duża, że jedynekę w mianowniku można pominąć w stosunku do wartości **2α**, energia fotonów rozpraszanych do tyłu wynosi

$$E_{1(\theta=\pi)}^{max} = \frac{m_0 c^2}{2} \quad (3.2.32)$$

Maksymalna energia fotonu rozproszonego do tyłu jest równa połowie energii spoczynkowej elektronu, czyli ok. 255 keV, co zachodzi dla najwyższych energii fotonu pierwotnego

Jak już wspomniano, energia kinetyczna elektronu odrzutu równa jest różnicy energii fotonu pierwotnego i fotonu rozproszonego. Energia fotonu ma najmniejszą wartość przy rozproszeniu do tyłu, czyli dla $\theta=\pi$. Energia elektronu ma wtedy wartość największą. W praktyce pomiarowej wartość ta nosi nazwę „**krawędzi komptonowskiej**”.

Kinematyka procesu rozproszenia narzuca także relacje pomiędzy kątem rozproszonego fotonu θ oraz elektronu odrzutu φ .

Zależność (3.2.11) można zapisać w postaci

$$p_e = p_1 \frac{\sin \theta}{\sin \varphi} \quad (3.2.33)$$

Wykorzystując ten zapis można związek (3.2.10) zapisać jako stosunek

$$\frac{p_0}{p_1} = \cos \theta + \sin \theta \cdot \operatorname{ctg} \varphi \quad (3.2.34)$$

Wykorzystując związek (3.2.21) można ten sam stosunek wyrazić w postaci

$$\frac{p_0}{p_1} = 1 + \alpha(1 - \cos \theta) \quad (3.2.35)$$

Z zestawienia dwóch powyższych zapisów otrzymujemy wzór pozwalający wyznaczyć kąt rozproszenia elektronu w funkcji kąta rozproszenia fotonu

$$\operatorname{ctg} \varphi = \frac{(1 + \alpha)(1 - \cos \theta)}{\sin \theta} = (1 + \alpha) \cdot \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \quad (3.2.36)$$

Analizując przebieg tej zależności w funkcji energii fotonu pierwotnego wyrażonej tu przez wielkość α można zauważyć, że dla zadanej wartości kąta θ , wzrostowi energii fotonu towarzyszy zmniejszanie się kąta φ . Bardzo istotnym wnioskiem jest też to, że zmianie kąta rozproszenia fotonu θ w zakresie od zera do π odpowiada zmiana kąta emisji elektronu odrzutu φ w zakresie od $\pi/2$ do zera. Zakres kątów emisji elektronu odrzutu ograniczony jest więc do przedniej półsfery podczas gdy foton rozprasza się pod dowolnym kątem względem kierunku fotonu pierwotnego

Przekrój czynny na efekt Comptona określa wzór Kleina-Nishiny, który ma złożoną formę. Różniczkowy przekrój czynny na elektron i na jednostkę kąta bryłowego, wyrażony w [(cm²/elektron)/steradian] może być zapisany w postaci [8]

$$\frac{d_e \sigma_c^{KN}}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2 \theta) \cdot F_{KN} \quad (3.2.37)$$

gdzie:

r_e – klasyczny promień elektronu (2.82fm)

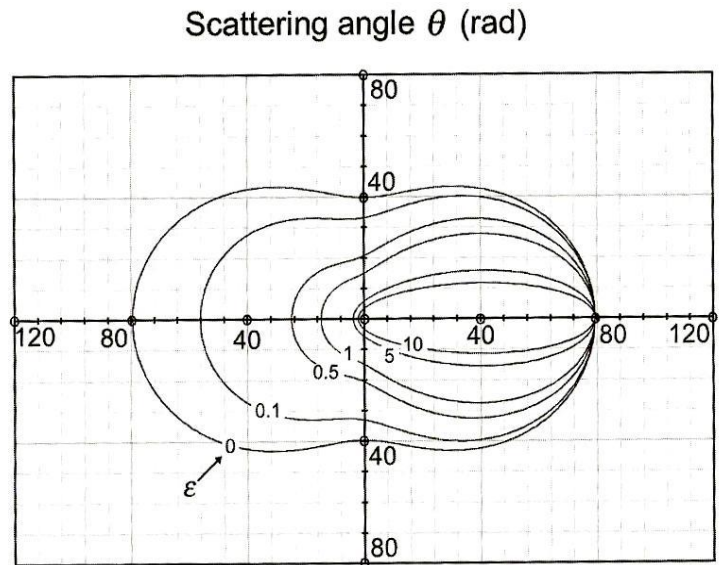
F_{KN} –czynnik kształtu (form-factor) Kleina-Nishiny zależny od energii pierwotnego fotonu i kąta rozproszenia fotonu wtórnego

$$F_{KN}(h\nu, \theta) = \frac{1}{[1 + \varepsilon(1 - \cos \theta)]^2} \left\{ 1 + \frac{\varepsilon^2 (1 - \cos \theta)^2}{[1 + \varepsilon(1 - \cos \theta)](1 + \cos^2 \theta)} \right\} \quad (3.2.38)$$

Gdzie przez ε oznaczona jest energia fotonu wyrażona w jednostkach masy spoczynkowej elektronu $\varepsilon = h\nu / m_0 c^2$ (oznaczana we wzorach wcześniejszych przez α).

Na Rys. 3.2.5 pokazana jest zależność różniczkowego przekroju czynnego na jednostkę kąta bryłowego od kąta θ dla kilku wybranych wartości ε . Można zauważyć, że dla małych energii fotonów prawdopodobieństwo rozproszenia jest prawie jednakowe do przodu i do tyłu. Jednak im wyższe energie, tym bardziej zwiększa się prawdopodobieństwo rozproszeń do przodu i gwałtownie zmniejsza się w kierunku do tyłu.

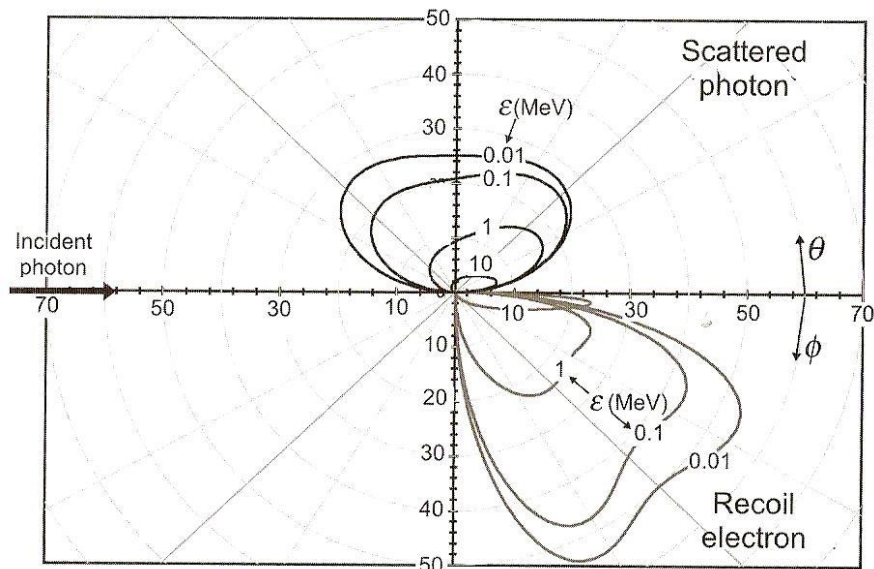
Rys. 3.2.5 Różniczkowy przekrój czynny na rozproszenie komptonowskie w funkcji kąta rozproszenia fotonu θ dla kilku wybranych wartości ε [8]



Dla poglądowej ilustracji zależności kątowych w efekcie Comptona warto jest pokazać różniczkowy przekrój czynny wyznaczony na jednostkę kąta rozproszenia θ . Tak zdefiniowany przekrój czynny można otrzymać korzystając z definicję kąta bryłowego w sferycznym układzie współrzędnych $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$ zakładając symetrię azymutalną.

Na Rys. 3.2.6 pokazany jest różniczkowy przekrój czynny na jednostkę kąta rozproszenia θ dla rozproszonego fotonu i kąta odrzutu ϕ dla elektronu.

Rys.3.2.6
Różniczkowy przekrój czynny na jednostkę kąta rozproszenia θ dla rozproszonego fotonu (górna część rysunku) i kąta odrzutu ϕ dla elektronu (dolna część rysunku) i dla kilku wybranych wartości ε [8]



Zasadnicza różnica pomiędzy kierunkową zależnością przekroju czynnego dla fotonów i elektronów dotyczy wspomnianego już zakresu kąтового, który dla elektronów odrzutu ograniczony jest do przedniej półsfery podczas gdy dla fotonów możliwe są rozproszenia w obu półsferach. Dla małych energii fotonów pierwotnych rozproszenie fotonów w obu półsferach jest prawie symetryczne. Dla zwiększających się energii widać wyraźną dominację rozproszeń do przodu.

Dla dużych energii fotonów przekrój czynny na jeden elektron może być wyrażony prostą zależnością

$$\sigma_c^e \propto \frac{\ln E}{E}, \quad (3.2.39)$$

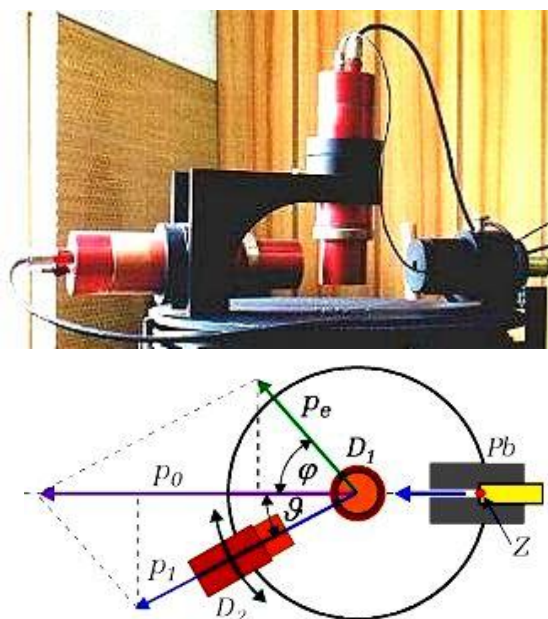
z której widać, że przekrój czynny na efekt Comptona jest malejącą funkcją energii pierwotnego fotonu.

W przypadku efektu Comptona tylko część energii fotonu przekazana jest elektronowi; pozostałą unosi foton rozproszony. Przekrój czynny na efekt Comptona rozkładamy dlatego na dwa składniki: przekrój czynny na rozpraszanie σ_{cs} oraz przekrój czynny na absorpcję, σ_{ca} . Relację pomiędzy przekrojem czynnym na efekt Comptona, dany wzorem (3.2.39) a jego składowymi przekrojami czynnymi można wyrazić w postaci

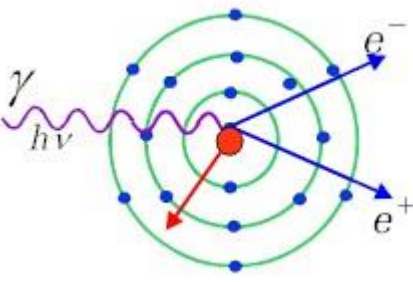
$$\sigma_{cs} = \frac{E'_\gamma}{E_\gamma} \cdot \sigma_c^e, \quad \sigma_{ca} = \sigma_c^e - \sigma_{cs} \quad (3.2.40)$$

Efekt Comptona jest przedmiotem jednego z ćwiczeń w Laboratorium Fizyki i Techniki Jądrowej na Wydziale Fizyki PW.

Poniżej pokazana jest fotografia układu pomiarowego i jego schemat. Foton emitowany przez źródło Z i pokazany niebieską strzałką, ulega rozproszeniu na quasi-swobodnym elektronie w detektorze D_1 , gdzie traci część swej energii i zmienia kierunek o kąt ϑ , a potem jest rejestrowany w detektorze D_2 . Elektron rozprasza się pod kątem ϕ i jest rejestrowany w detektorze D_1 , bo zasięg jego w jest bardzo mały. Kąt ϑ może być zmieniany w szerokim zakresie. W detektorach wyznaczane są energie fotonu i elektronu. W ten sposób można doświadczalnie zbadać kinematykę procesu rozproszenia.



Zjawisko tworzenia par: elektron-pozyton, e^+e^-

	Zjawisko tworzenia par elektron-pozyton polega na zamianie (konwersji) fotonu w parę: pozyton i elektron, tj. e^+e^-. Proces ten możliwy jest jedynie, gdy energia fotonu przekracza pewną określoną wartość zwaną energią progową, co wynika z warunku spełnienia w tym procesie praw zachowania energii i pędu. Równoczesne spełnienie obu praw zachowania wymaga, by proces ten zachodził z udziałem "trzeciego ciała", jakim może być jądro atomowe lub elektron, nie może natomiast zachodzić w próżni. Przekaz energii i pędu zachodzi za pośrednictwem pola elektrostatycznego (kulombowskiego) jądra lub elektronu. Proces przebiega następująco:	
Rys.3.2.7 Tworzenie par e^+e^-	$\gamma + (A, Z) \rightarrow e^+ + e^- + (A, Z) \quad (3.2.41)$	

gdzie (A, Z) oznacza jądro o liczbie masowej A i atomowej Z .

Prawa zachowania energii i pędu narzucają relację określającą energię progową fotonu powyżej której może zachodzić zjawisko tworzenia par e^+e^- ,

$$E_\gamma \geq 2 \cdot m_e \cdot c^2 + 2 \cdot \frac{m_e^2}{m_j} \cdot c^2 \quad (3.2.42))$$

gdzie $E_\gamma = h\nu$ jest energią fotonu, m_e jest masą elektronu a m_j masą jądra; c - jest prędkością światła. Ponieważ masa jądra jest tysiące razy większa niż masa elektronu, drugi człon we wzorze (3.2.42) można zwykle zaniedbać wyrażając energię progową prostszym wzorem

$$E_\gamma \geq 2 \cdot m_e \cdot c^2 \approx 2 \cdot 0.511 \text{ MeV} = 1.022 \text{ MeV} \quad (3.2.43)$$

Oznacza to, że energia fotonu musi być większa od energii odpowiadającej sumie mas pozytonu i elektronu, które to cząstki tworzone są w procesie konwersji.

Kiedy proces produkcji par zachodzi w polu elektrostatycznym elektronu, to energia progowa zgodnie ze wzorem (3.2.42), gdzie zamiast masy jądra wstawiamy masę elektronu, jest większa i wynosi

$$E_\gamma \geq 4 \cdot m_e \cdot c^2 \quad (3.2.44))$$

Proces ten jest jednak znacznie mniej prawdopodobny niż konwersja w polu jądra.

Procesem odwrotnym do tworzenia par e^+e^- jest **proces anihilacji** pozytonu z elektronem, w którym para pozyton-elektron zamienia się na dwa fotony, tj. na dwa kwanty promieniowania elektromagnetycznego.

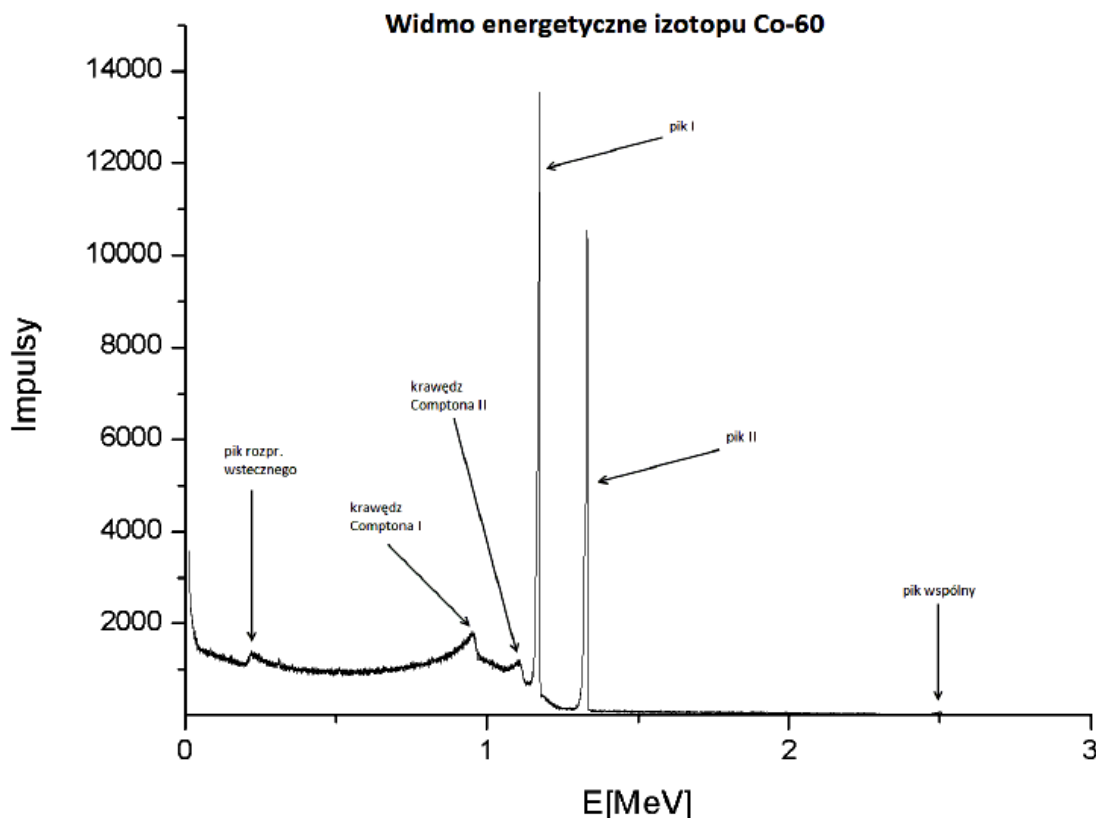
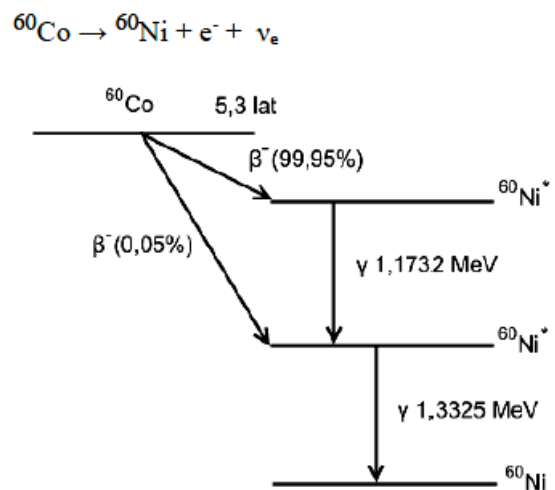
Przekrój czynny na wytworzenie pary e^+e^- przez foton o energii E_γ , w sąsiedztwie jądra o liczbie atomowej Z może być przedstawiony przybliżonym wzorem postaci

$$\sigma_p = \left(\frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 \cdot \alpha \cdot Z^2 \cdot f(E_\gamma) \quad (3.2.45)$$

gdzie $\alpha = 1/137$, a $f(E_\gamma)$ rośnie logarytmicznie z energią fotonu, a przy energiach bardzo dużych przestaje zależeć od energii.

Widmo energii elektronów emitowanych wskutek oddziaływania fotonów z materią, na które składa się punktowa energia elektronów emitowanych w zjawisku fotoelektrycznym i rozciągły obszar energii elektronów emitowanych w efekcie Comptona prowadzi do charakterystycznego kształtu widma zarejestrowanego przez detektor,

Przykład takiego widma pokazany jest na rysunku poniżej dla fotonów emitowanych w rozpadzie ^{60}Co ; schemat którego pokazany jest obok.



Współczynnik osłabienia wiązki i współczynnik pochłaniania (absorpcji)

Zauważmy, że wyeliminowanie fotonu z wiązki nie oznacza, że cała jego energia została zaabsorbowana w materiale. Zaabsorbowana energia, to energia kinetyczna elektronów, które zostały uwolnione, bądź wyprodukowane w procesie oddziaływania fotonu z materią. W zjawisku fotoelektrycznym i procesie tworzenia par foton pierwotny znika i cała jego energia przekazywana jest naładowanym elektrycznie produktom wtórnym. Ich sumaryczna energia kinetyczna jest nieco mniejsza niż energia pierwotnego fotonu, bo w zjawisku fotoelektrycznym jego energia zużywana jest też na pracę wyjścia, a w procesie tworzenia par na wyprodukowania pary e^+e^- . Zasadniczo odmienna jest sytuacja w przypadku efektu Comptona, gdzie tylko część energii fotonu pierwotnego przejmuje elektron w postaci swej energii kinetycznej. Znaczna część energii jest unoszona przez foton wtórny.

W konsekwencji tych wszystkich zależności - przekrój czynny, a więc i współczynnik osłabienia wiązki fotonów μ , zależy w złożony sposób zarówno od energii fotonów jak i od liczby atomowej Z materiału absorbentu. Oznaczając przez μ_f współczynnik osłabienia wiązki związany ze zjawiskiem fotoelektrycznym, przez μ_c - związany z efektem Comptona, a przez μ_p - z tworzeniem par oraz przez μ_{sc} μ_{ca} współczynniki rozpraszania i absorpcji w efekcie Comptona mamy relację

$$\mu_o = \mu_o^{(f)} + \mu_o^{(c)} + \mu_o^{(p)} \quad \mu_o^{(c)} = \mu_o^{(a)} + \mu_o^{(s)} \quad (3.2.46)$$

Wprowadzając **współczynnik pochłaniania (absorpcji)** promieniowania gamma w materiale μ_a , możemy sformułować zależność

$$\mu_a = \mu_o^{(f)} \cdot f_f + \mu_o^{(c)} \cdot f_c + \mu_o^{(p)} \cdot f_p \quad (3.2.47))$$

gdzie czynniki f oznaczają część energii fotonów zaabsorbowaną w materiale wskutek zajścia poszczególnych procesów.

Dla zjawiska fotoelektrycznego mamy na podstawie wzoru (3.2.2)

$$f_f = \frac{h\nu - W}{h\nu} \quad (3.2.48)$$

Czynnik ten jest bliski jedności, kiedy energia fotonów jest znacznie większa niż praca wyjścia, a tak jest zwykle w przypadku fotonów emitowanych w przemianach jądrowych.

W zjawisku Comptona podział energii pomiędzy foton i elektron zależy od kąta rozproszenia, wzór (1.3.5), zaś zależności ta jest funkcją energii fotonu pierwotnego. Czynniki f określony jest jako stosunek energii przekazanej elektronowi do energii fotonu pierwotnego.

W przypadku kreacji par e^+e^- mamy zależność

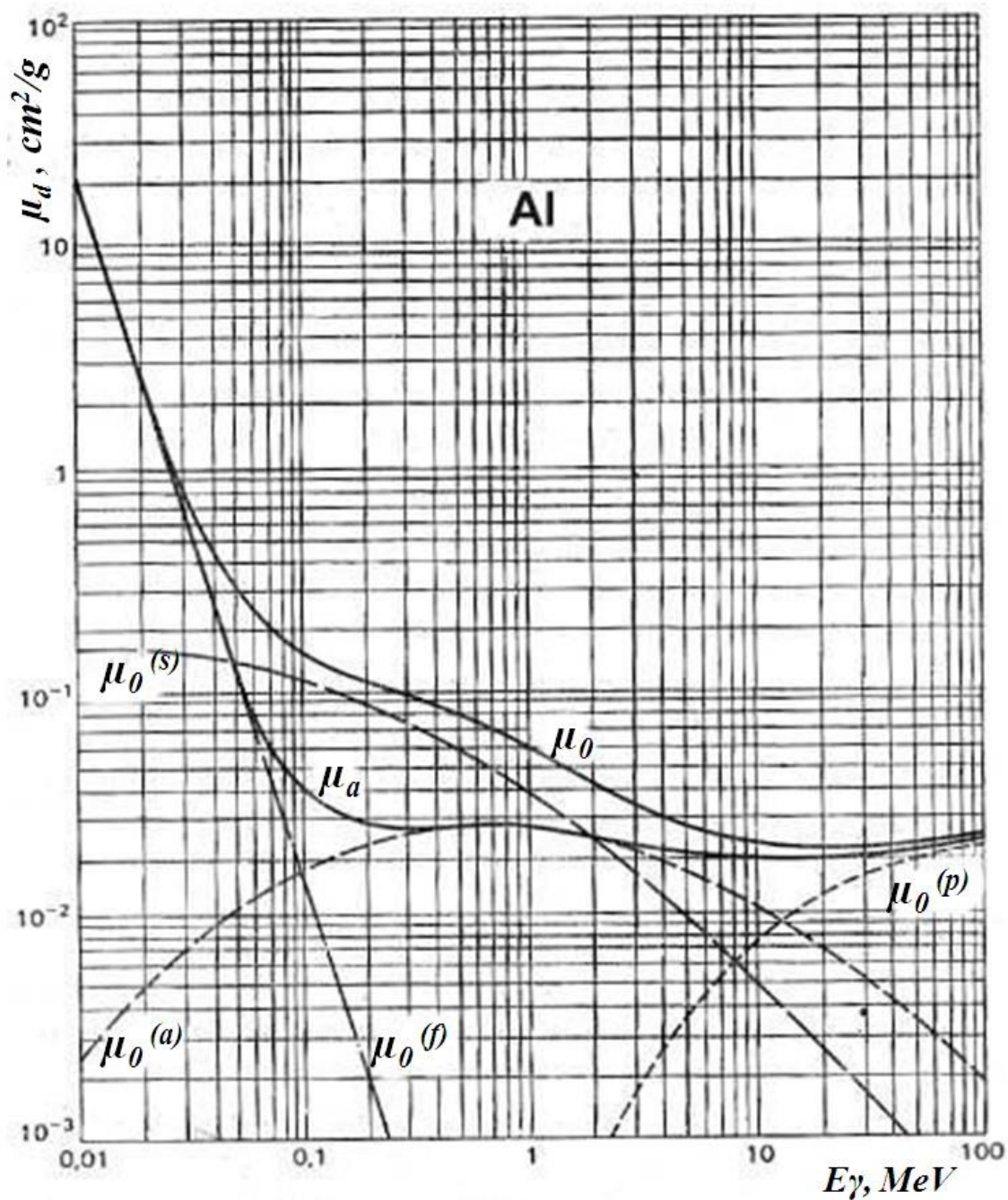
$$f_p = \frac{h\nu - 2m_0c^2}{h\nu} \quad (3.2.49)$$

Dla energii fotonów znacznie większej od energii spoczynkowej elektronu czynnik ten bliski jest jedności.

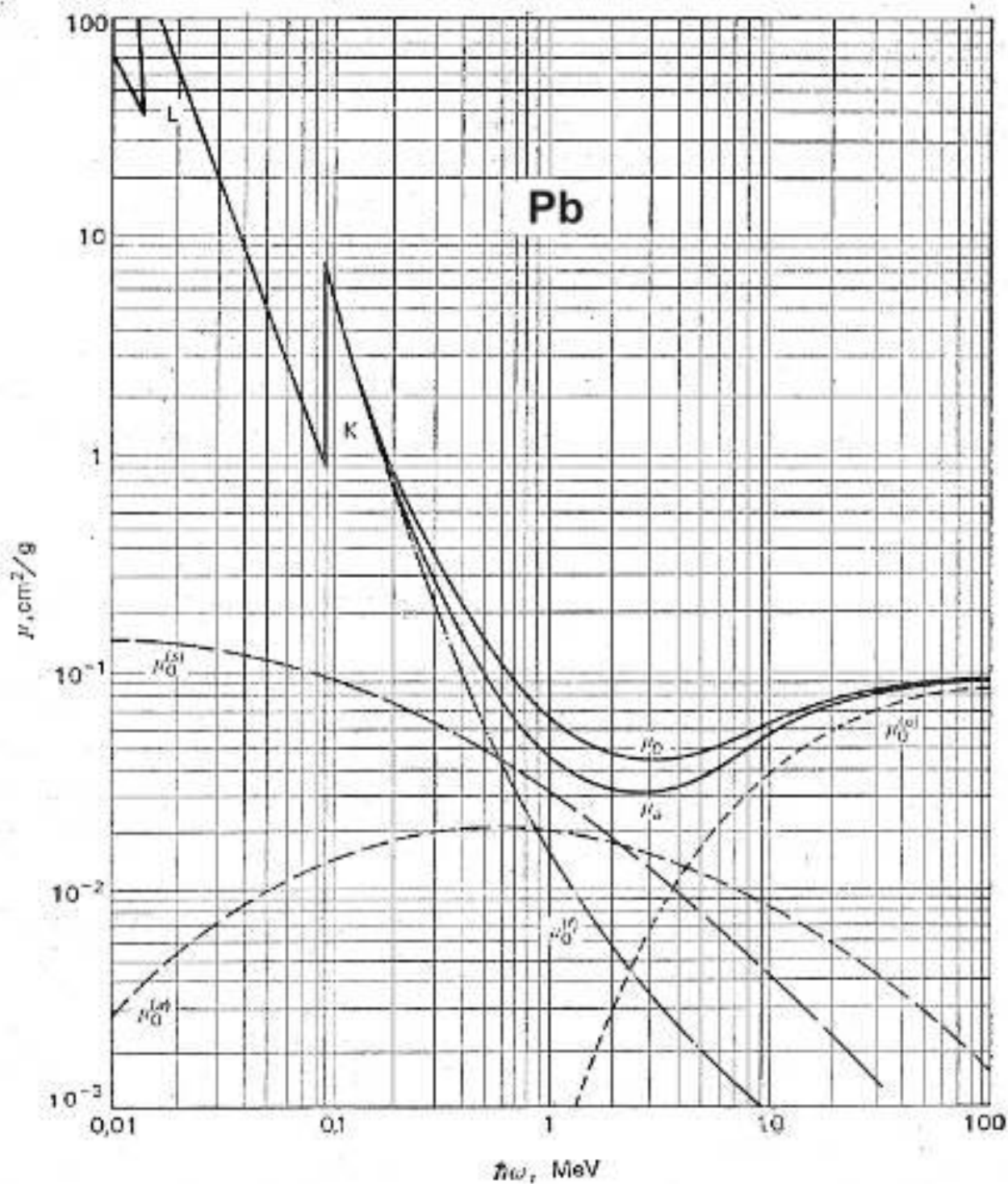
Zależności te zilustrowane są na rysunkach poniżej dla aluminium i ołowiu. Rysunki te przedstawiają zależność masowego współczynnika osłabienia wiązki μ_x i współczynnika pochłaniania μ_a , a także ich składowych dla poszczególnych procesów od energii fotonów pierwotnych.

Analizując przebieg krzywych na rysunkach, zauważyć można, że dla aluminium w obszarze najniższych energii oba współczynniki mają największą wartość i zdominowane są przez wkład od efektu fotoelektrycznego. Udział tego efektu w całkowitych wartościach obu współczynników zmniejsza się jednak drastycznie z energią i przestaje dominować dla energii około **40 KeV**, ustępując dominację efektowi Comptona.

W efekcie Comptona w tym obszarze energii dominuje składowa rozproszenia nad składowa absorpcji, co oznacza, że tylko niewielka część energii fotonu przekazana jest elektronowi. W rezultacie mamy ogromną przewagę współczynnika osłabienia wiązki, nad współczynnikiem pochłaniania. Relacja ta zmienia się ze wzrostem energii i dla około **1 GeV** odwraca się. Dla nieco większych energii pojawia się składowa związana z produkcją par e^+e^- , która zdecydowanie dominuje w obszarze najwyższych energii.



Rys. 3.2.8. Masowe współczynniki pochłaniania i absorpcji fotonów dla aluminium wyrażone w cm^2/g , w funkcji energii fotonu $E\gamma$ wyrażonej w MeV [11]. Oznaczenia na rysunku: $\mu_0^{(a)}$, $\mu_0^{(s)}$, $\mu_0^{(f)}$, $\mu_0^{(p)}$ - współczynniki osłabienia wiązki dla efektu Comptona **(a)**-absorpcja, **(s)**-rozpraszanie, zjawiska fotoelektrycznego **(f)** i reakcji par e^+e^- **(p)**, μ_0 - sumaryczny współczynnik osłabienia wiązki, μ_a - sumaryczny współczynnik absorpcji



Rys. 3.2.9. Masowe współczynniki pochłaniania i absorpcji fotonów dla ołowiu wyrażone w cm^2/g w funkcji energii fotonu wyrażonej w MeV . Oznaczenia takie same jak na Rys. 3.2.8. **K, L** – numery powłok atomowych, z których wyemitowane są fotoelektrony [11]

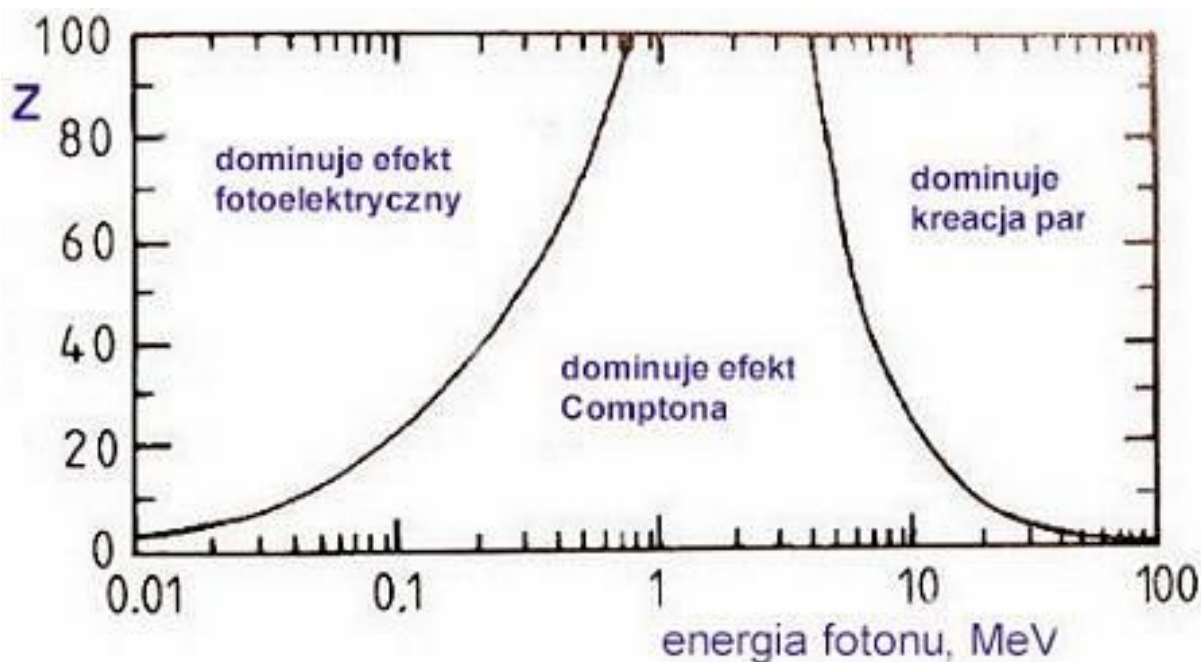
Relacje te jakościowo zachowują się także dla ołowiu, ale ilościowo różnią się znacznie. Dużo większe wartości energii wiązania elektronów na najbliższych jądra powłokach sprawiają, że dla stosunkowo dużych energii fotonów występują wartości progowe powyżej których dopiero zaczyna zachodzić efekt fotoelektryczny dla elektronów z danej powłoki.

Oczywiście, najwyższa wartość jest dla elektronów znajdujących się na powłoce *K*, najbliższej jądra. Efekt fotoelektryczny odgrywa tu jednak znacznie większą rolę i dopiero dla energii bliskich **1MeV** ustępuje miejsca dominacji efektowi Comptona. W rezultacie też znacznie mniejsza jest różnica pomiędzy współczynnikiem osłabienia wiązki, a współczynnikiem pochłaniania.

Podobnie jak dla aluminium, w obszarze najwyższych energii dominuje zdecydowanie zjawisko kreacji par e^+e^- .

Trzeba też zwrócić uwagę, że fotony przenikają materię bez oddziaływania, aż do momentu, kiedy nastąpi jedno z omawianych tu zjawisk. Wówczas w jednym akcie następuje wydzielenie się energii, jak opisano powyżej, a foton jest eliminowany z wiązki. Jest to zasadnicza różnica w stosunku do oddziaływania z materią cząstek naładowanych, kiedy to cząstka traci stopniowo swą energię w wielu aktach jonizacji.

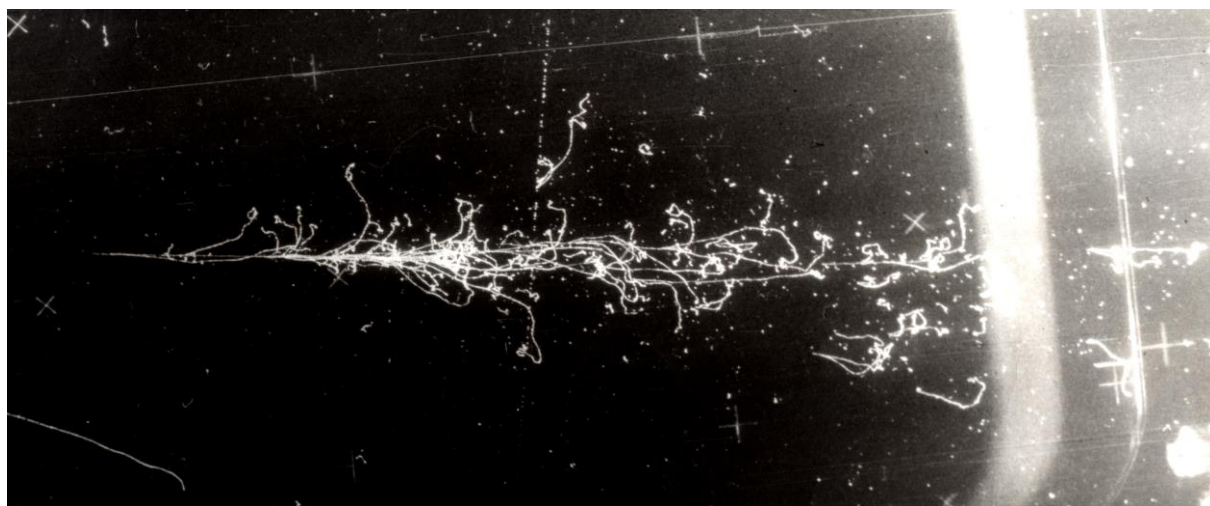
Rysunek 1.3.6 ilustruje poglądowo obszary dominacji poszczególnych efektów w funkcji zarówno energii fotonów, jak i liczby atomowej *Z*. Obszar dominacji efektu fotoelektrycznego obejmuje najniższe energie ale sięga tym wyższych wartości, im większa jest liczba atomowa (ładunek jądra atomowego) danego materiału. Efekt Comptona dominuje w obszarze energii wokół wartości **1MeV** i dlatego właśnie w tym obszarze mamy dużą różnicę pomiędzy współczynnikiem osłabienia wiązki i współczynnikiem absorpcji. Efekt kreacji par pojawia się dla energii powyżej **1MeV** i dominuje wcześniej dla pierwiastków ciężkich.



Rys. 3.2.10. Obszary dominacji różnych efektów oddziaływania fotonów z materią w funkcji energii fotonów i liczby atomowej absorbenta *Z*.

Co oznaczają w praktyce konkretne wartości współczynników osłabienia wiązki i absorpcji? Ilustracja na Rys.3.2.11 pokazuje "żywy" przykład oddziaływania promieniowania gamma z materią. Z lewej strony widać ślad cząstki wyemitowanej z punktu w który celują też dwa pęki innych śladów rozciągających się wzdłuż całej fotografii. Te pęki, które stanowią rezultat kreacji dwóch par e^+e^- mają swój początek w pewnej odległości od punktu, w który

celują. Fotony przebiegły pewien odcinek bez oddziaływania, a następnie miała miejsce konwersja. Wyprodukowane dwa elektrony i dwa pozytony pozostawiły ślady w komorze pęcherzykowej dając początek tzw. kaskadom elektronowo-fotonowym.. Wszystkie ślady powstały wskutek procesów jonizacji, tj. wydzielenia energii. Trzeba zdawać sobie sprawę, że takie procesy zachodzą również wskutek promieniowania kosmicznego, a kaskady podobne tym na zdjęciu rozwijają się także i w nas. Nie jest to jednak powód do obaw, bo procesy takie zachodziły też w czasach dawnych, a ludzkość przetrwała jednak do chwili obecnej. Więcej o kaskadach elektronowo-fotonowych powiemy omawiając oddziaływania elektronów z materią.



Rys 3.2.11. Kaskada elektronowo-fotonowa zarejestrowana w komorze pęcherzykowej wypełnionej ciekłym ksenonem. Energia fotonu wynosi ok. 1 GeV

B. Oddziaływanie z materią ciężkich cząstek naładowanych

Przez "ciężkie" cząstki naładowane będziemy rozumieć te, których masa jest o wiele większa od masy elektronu. Cząstkami takimi są protony, ale także lżejsze od nich mezony i cięższe hyperony, cząstki alfa, fragmenty jądrowe emitowane w reakcjach jądrowych, w tym także produkty rozszczepienia jąder. Cząstki takie przechodząc przez ośrodek materialny oddziałują swym polem elektrycznym z elektronami atomów ośrodka wywołując jonizację tych atomów. Straty energii cząstki na wytworzenie jednej pary jonów zależą od rodzaju materiału, dla gazów nie różnią się zbytnio i wynoszą kilkadziesiąt elektronowoltów (**eV**), np. dla powietrza około **35 eV**.

Energie ciężkich cząstek naładowanych emitowanych w przemianach jądrowych to raczej megaelektronowolty, stąd wniosek, że w energia tracona w pojedynczym akcie jonizacji stanowi bardzo mały procent energii kinetycznej cząstki. Na wytracenie energii i zatrzymanie cząstki wymagana jest ogromna liczba aktów jonizacji. Straty energii mają więc kwazi-ciągły charakter i można określić wielkość charakteryzującą średnie straty energii cząstki na jednostkę jej drogi w ośrodku materialnym. Straty te zależne są od typu (ładunku) i energii cząstki, a także od własności ośrodka. Średnie straty na jednostkę długości drogi cząstki w materiale dE/dx , podaje **formuła Bethe-Bloch'a**

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (3.2B.1)$$

Pomimo, że formuła ta ma złożoną strukturę, warto prześledzić jej poszczególne składniki, by zapoznać się od czego i w jaki sposób zależą straty energii cząstki w materiale. Na początek zauważamy, że ujemny znak przed wyrażeniem z lewej strony jest konsekwencją faktu, że w straty energii pomniejszają wartość energii cząstki. Poniżej podane są wyjaśnienia oznaczeń wielkości występujących w formule Bethe-Bloch'a:

- N_A - liczba Avogadro: $N_A \approx 6.022 \cdot 10^{23} / \text{mol}$,
- r_e - tzw. klasyczny promień elektronu: $r_e \approx 2.818 \cdot 10^{-15} \text{ m}$,
- $m_e c^2$ - energia spoczynkowa elektronu: ,
- Z - ładunek cząstki padającej w jednostkach ładunku elementarnego,
- Z, A - liczba atomowa i liczba masowa jąder ośrodka,
- $\gamma = 1 / \sqrt{1 - \beta^2}$, $\beta = v/c$ - tzw. czynnik Lorentza i prędkość cząstki w jednostkach prędkości światła,
- I - potencjał jonizacyjny materiału ośrodka, który może być aproksymowany wyrażeniem: $I = 16 \cdot Z^{0.9} \text{ eV}$ dla $Z > 1$
- δ - czynnik uwzględniający ekranowanie ładunku cząstki padającej przez pole elektronów ośrodka - istotny dla ośrodków o dużych gęstościach, do pominięcia dla gazów.

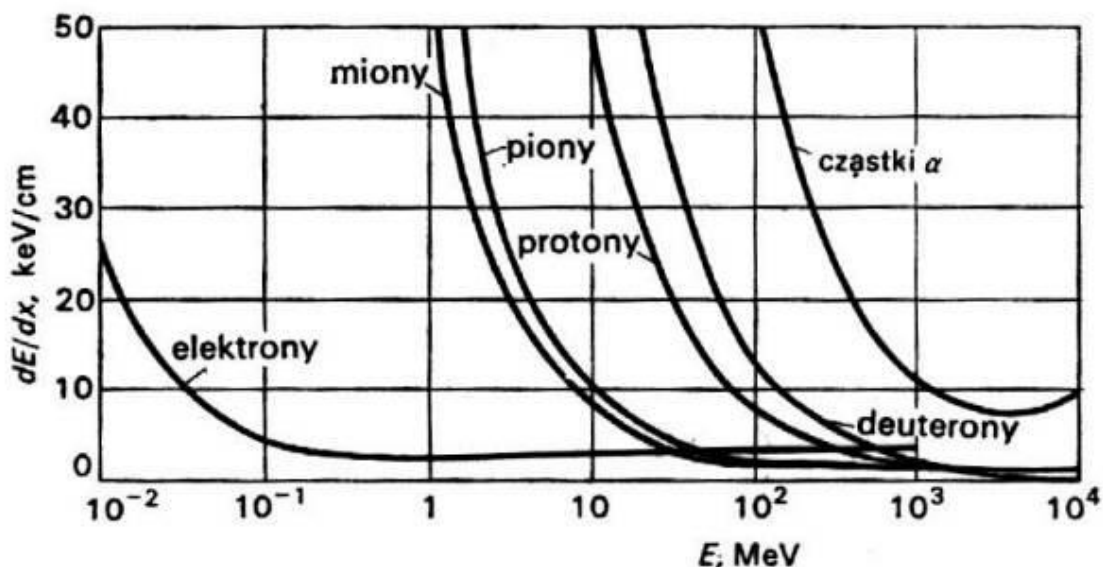
Dla praktycznych zastosowań warto wiedzieć, że iloczyn stałych występujących w formule Bethe-Blocha równy jest

$$4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.3071 \frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2} \quad (3.2B.2)$$

Trzeba mieć na uwadze, że formuła Bethe-Blocha jest jedynie przybliżonym wyrażeniem i obejmuje tylko straty energii cząstek na jonizację. W obszarze bardzo wysokich energii występują efekty relatywistyczne, nie uwzględnione w tej formule - energia tracona jest również na tzw. promieniowanie hamowania. W obszarze bardzo niskich energii kiedy prędkości cząstek w materii stają się porównywalne z prędkościami elektronów ośrodka występują efekty przechwytywania i oddawania elektronów przez przechodzącą cząstkę, co również nie jest uwzględnione we wzorze (1.4.1).

Rysunek 1.4.1 pokazuje zależność strat energii na jednostkę długości drogi w powietrzu od energii kilku wybranych typów cząstek. Zapamiętajmy charakterystyczne cechy tych zależności. Dla wszystkich typów cząstek największe straty energii są dla energii najmniejszych, chociaż wzrost strat ze zmniejszaniem się energii zachodzi dla każdego typu cząstek w innym zakresie ich energii. W zakresie energii o najmniejszej jonizacji straty

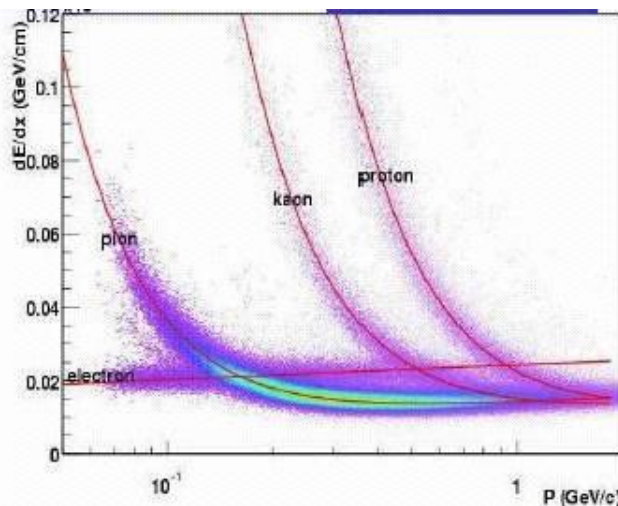
energii wszystkich typów cząstek o jednostkowym ładunku są podobne. Wraz z dalszym wzrostem energii następuje powolny wzrost strat energetycznych.



Rys. 3.2B.1. Straty energii na jednostkę długości drogi w powietrzu dla kilku typów cząstek

Straty jonizacyjne na jednostkę długości drogi w ośrodku zależne są od prędkości cząstki, wzór (3.2B.1), ale przy tej samej prędkości, cząstki o większej masie mają większe pędy i energie. Krzywe strat jonizacyjnych w funkcji pędu lub energii cząstek zależne są więc bardzo silnie od ich mas, co widać na Rys. 3.2B.1. Fakt ten umożliwia identyfikację cząstek rejestrowanych w układach pomiarowych, bowiem pęd cząstki naładowanej może być łatwo zmierzony na podstawie zakrzywienia toru cząstki w polu magnetycznym. Różnice w stratach jonizacyjnych znikają jednak w obszarze dużych energii, a wtedy identyfikacja typu zarejestrowanej cząstki tą metodą staje się (niestety) niemożliwa.

Rysunek 3.2B.2 pokazuje kształt zależności strat jonizacyjnych od pędu cząstek zarejestrowanych w tzw. komorze projekcji czasowej eksperymentu STAR, realizowanego w Brookhaven National Laboratory (USA). Widzimy obszary, gdzie straty te są wyraźnie różne dla poszczególnych typów cząstek; widzimy też duży obszar, gdzie straty dla elektronów nakładają się na krzywe odpowiadającym wielu innym typom cząstek, wreszcie - dla pędów powyżej 1 GeV/c wszystkie krzywe nakładają się wzajemnie i identyfikacja cząstek z wykorzystaniem strat jonizacyjnych staje się praktycznie niemożliwa.



Rys. 3.2B.2. Zależność strat jonizacyjnych na jednostkę długości toru cząstki w komorze projekcji czasowej (TPC) eksperymentu STAR dla różnych typów cząstek

Zauważmy też, że punkty na rysunku 3.2.13 nie układają się na krzywych, jak pokazuje to rysunek 3.2.12, ale stanowią pasma o określonej szerokości. Jest to zrozumiałe, bowiem rysunek 3.2.12 pokazuje zależności **średnich** strat energii, a rysunek 3.2.13 pokazuje straty

wyznaczone eksperymentalnie dla wielu cząstek. Widoczny na tym rysunku rozrzut punktów wokół krzywych obrazujących wartości średnie pokazuje, że straty energii podlegają fluktuacjom oraz ilustruje równocześnie zakres tych fluktuacji.

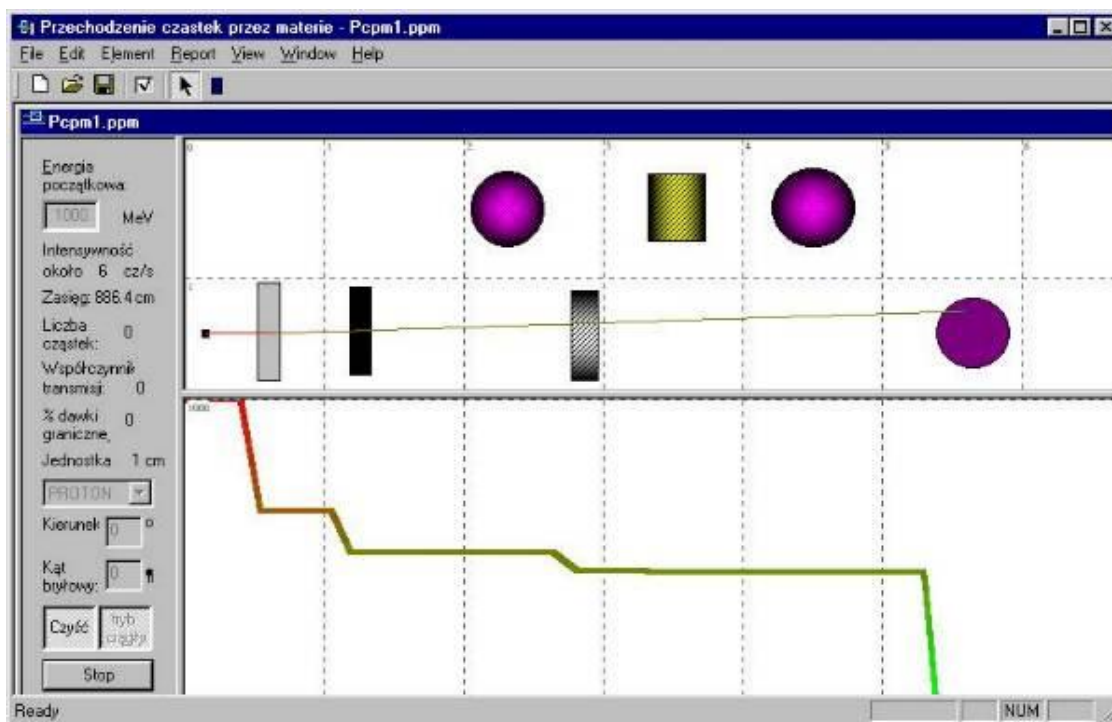
Kilka przykładowych wartości średnich strat energii cząstek w obszarze minimalnej jonizacji zawiera tablica 3.2.1. Wartości podane są tam zarówno w $\text{MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$ jak i w MeV/cm . Widzimy, że w pierwszym przypadku wartości te są zbliżone dla różnych materiałów nawet tak różnych jak powietrze, woda czy ołów. Wartości dla gazów różnią się diametralnie od pozostałych w drugim przypadku, co wiąże się z ich znacznie mniejszą gęstością. Właśnie dlatego w fizyce jądrowej grubość wyrażana jest często w g/cm^2 .

Tablica 3.2B.1. Średnie straty energii cząstek o minimalnej jonizacji w różnych materiałach (dla gazów - w warunkach normalnych)

Absorbent	$(dE/dx)_{\min}, \text{MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$	$(dE/dx)_{\min}, \text{MeV}/\text{cm}$
Wodór	4.12	0.37×10^{-3}
Hel	1.49	0.35×10^{-3}
Azot	1.82	2.28×10^{-3}
Tlen	1.82	2.60×10^{-3}
Powietrze	1.82	2.35×10^{-3}
Woda	2.03	2.03
Węgiel (grafit)	1.78	4.03
Aluminium	1.62	4.37
Żelazo	1.48	11.65
Miedź	1.44	12.90
Ołów	1.13	12.83
Uran	1.09	20.66

W wyniku strat energii przy przechodzeniu przez ośrodek materialny, energia cząstki stopniowo zmniejsza się. Zmiany energii można obliczyć stosując wzór (1.4.1) i wykonując numeryczne całkowanie. Na tej zasadzie działa program komputerowy opracowany przez jednego ze studentów PW.

W programie tym można wybrać rodzaj i energię cząstki jonizującej oraz rodzaj ośrodka na który cząstka pada. Do wyboru są różne kształty brył stanowiących ten ośrodek np. kula, walec, prostopadłościan. Modelowanie komputerowe przechodzenia cząstek naładowanych przez materię. Pełna aplikacja jest elementem materiałów pomocniczych do wykładu.

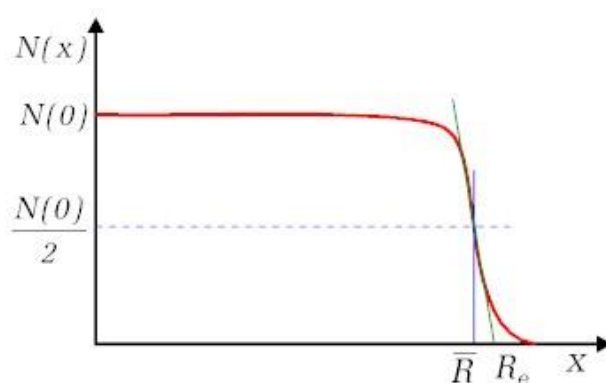


Rys. 3.2B.3 Symulacja komputerowa przechodzenia cząstek jonizujących przez ośrodki materialne. U góry pokazany jest przykładowy tor protonu przechodzącego przez określone przez użytkownika materiały o zadanych grubościach. U dołu pokazany jest wykres strat energii. Proton przeszedł przez trzy ośrodki: woda, węgiel oraz beton i zatrzymał się w kuli z uranu.

Z pokazanego na rysunku przykładu widać, że cząstka naładowana w wyniku zachodzącego kwazi-ciągłego procesu strat energii stopniowo zmniejsza swą energię przechodząc przez trzy kolejne warstwy różnych materiałów i w końcu zatrzymuje się w czwartym. Mówimy, że pochłanianie ciężkich cząstek naładowanych w materii ma charakter zasięgowy a długość drogi cząstki aż do pełnego wytracenia energii nazywamy jej **zasięgiem**.

Zasięg zależy od typu i energii cząstki oraz rodzaju materiału, w którym cząstka się porusza. Zależność ta umożliwia wyznaczenie energii cząstki na podstawie jej zasięgu. Wykresy zasięg-energia dla różnych cząstek i różnych materiałów można znaleźć w literaturze specjalistycznej. Wykorzystując te zależności trzeba pamiętać o fluktuacjach strat energetycznych. Ich konsekwencją są fluktuacje zasięgu dla cząstek o tej samej energii przy przechodzeniu przez materię.

Typowy przykład zależności liczby ciężkich cząstek danego typu i energii od długości ich drogi w absorbcie tj. $N(x)$ pokazany jest na Rys.3.2B.4.



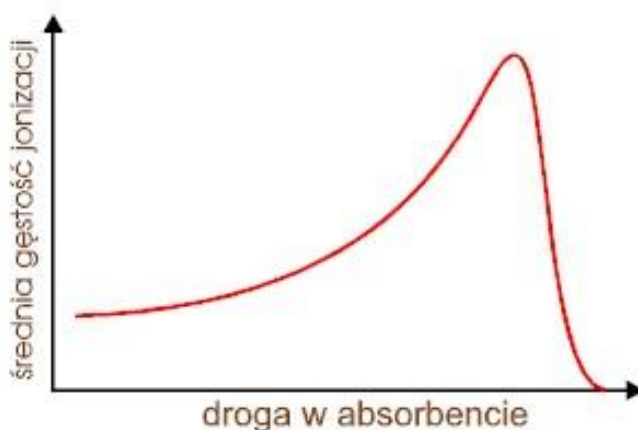
Rys. 3.2B.4. Zależność liczby ciężkich cząstek naładowanych danego typu i energii od długości ich drogi w absorbcie

Wykonując pomiar liczby cząstek N w funkcji grubości absorbenta x początkowo nie zauważamy spadku liczby cząstek, a od pewnej grubości poczynając zauważamy gwałtowny spadek. Zależność ta pokazana jest krzywą czerwoną na rysunku. Średni zasięg $\bar{R}$ wyznaczony jest przez odległość, na której liczba cząstek zmniejsza się do połowy.

Wprowadza się również tzw. **zasięg ekstrapolowany** R_e stanowiący odległość odpowiadającą przecięciu z osią x stycznej do krzywej $N(x)$ w punkcie odpowiadającym połowie wysokości tej krzywej.

Zależność ta i charakter krzywej obrazującej zasięg cząstek w funkcji ich energii powinny być brane pod uwagę przy konstrukcji osłon zabezpieczających przed promieniowaniem.

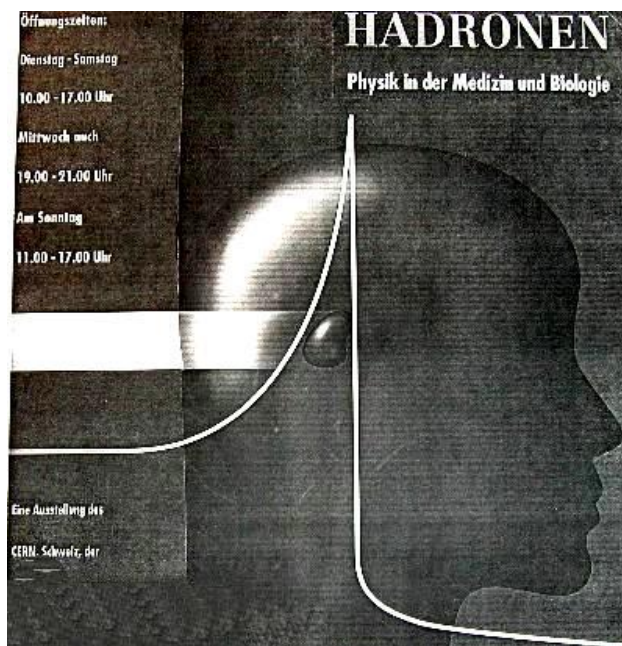
Zwróćmy jeszcze uwagę na niezwykle ważną dla celów medycznych konsekwencję wzrostu strat energii ze zmniejszaniem się energii ciężkich cząstek w ośrodku materialnym. Przykładowy kształt zależności gęstości jonizacji od długości toru cząstki w końcowym odcinku toru pokazuje rysunek 3.2B.5. Największa gęstość jonizacji jest w końcowej części toru. Zależność ta zwana jest krzywą Bragga.



Rys. 3.B.5. "Krzywa Bragga" - średnia gęstość jonizacji w funkcji drogi cząstki w ośrodku materialnym (absorbencie)

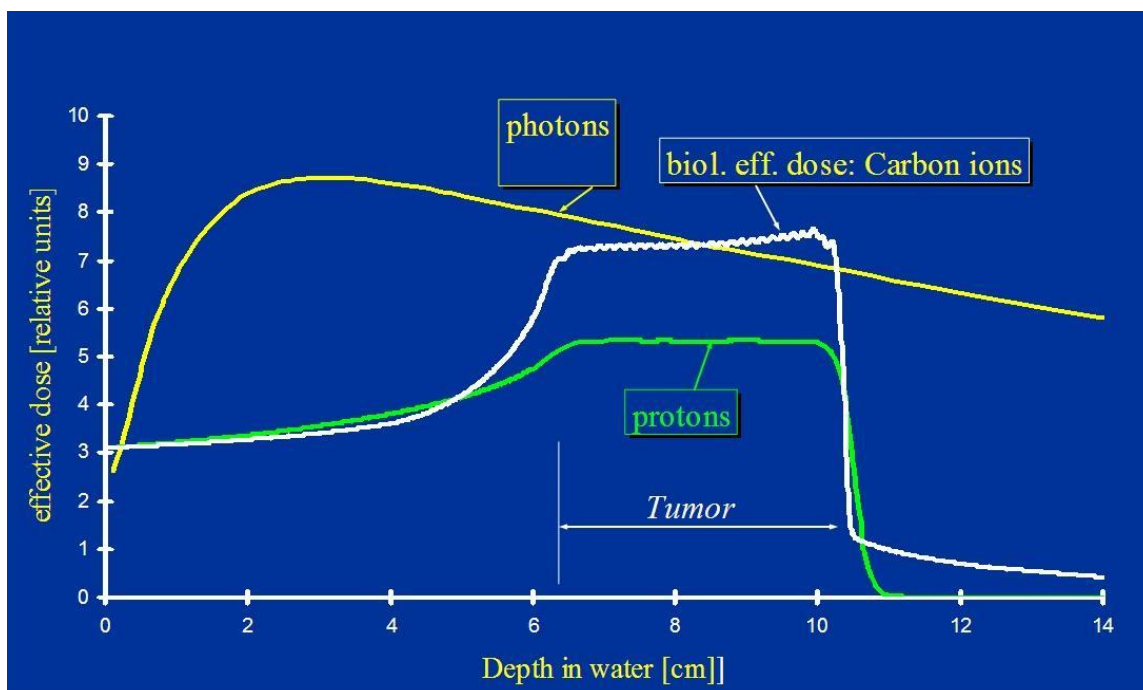
Zwiększone straty jonizacyjne w końcowym odcinku toru cząstki przechodzącej przez materię oznaczają, że znaczna energia wydzielona przez cząstkę w jej końcowym odcinku może skutecznie zniszczyć tkankę nowotworową nie wyrządzając znacznej szkody zdrowej tkance na wcześniejszy odcinku toru cząstki w ciele pacjenta.

Ilustruje to rysunek 3.2B.6 pokazujący plakat jednej z międzynarodowych konferencji poświęconych zastosowaniu fizyki w naukach biologicznych i medycznych. Schematyczna ilustracja, będąca symbolem tej konferencji pokazuje właśnie krzywą Bragga na tle obrazującym nowotwór mózgu naświetlany wiązką ciężkich cząstek naładowanych. Oprócz ważnej własności przenikania na dobrą określoną głębokość w ciele pacjenta, efekt wzrostu strat jonizacyjnych w końcowym odcinku toru czyni z ciężkich cząstek naładowanych bardzo skuteczne narzędzie radioterapii.

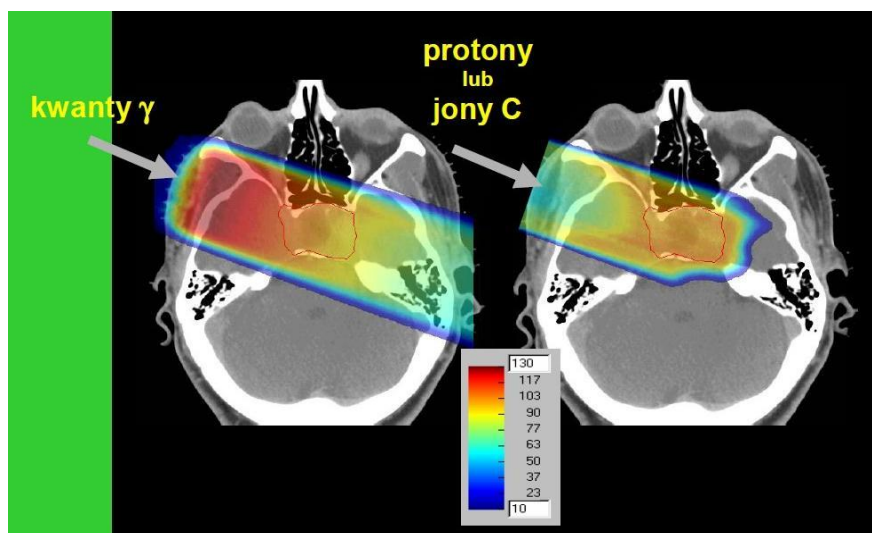


Rys.3.2B.6 Krzywa Bragga jako symbol nowoczesnych metod w radioterapii

Rys.3.2B.7 przedstawia zależność względnej dawki efektywnej deponowanej w wodzie w funkcji zagłębienia (depth) wyrażonej w centymetrach dla wiązki fotonów, protonów i jąder węgla. Widać, że w obszarze zaznaczonym jako miejsce nowotworu (tumor) dawki pochodzące od jądra węgla są ponad dwukrotnie większe niż w przed tym obszarem a za tym obszarem praktycznie znikają. W przypadku wiązki fotonów największe dawki są przed obszarem nowotworu, a i za nim niewiele są mniejsze.



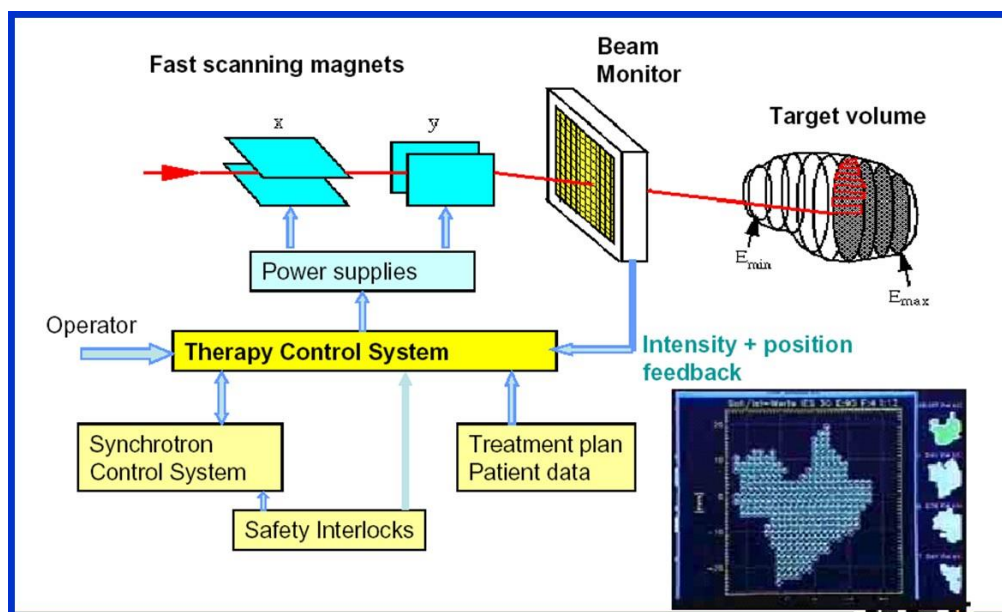
Rys.3.2B.7 Zależność względnej dawki efektywnej deponowanej w wodzie w funkcji głębokości wyrażonej w centymetrach dla wiązki fotonów, protonów i jąder węgla. [39]



Ilustruje to także Rys.3.2B.8, gdzie pokazane są obszary naświetlania wiązką fotonów i protonów lub ciężkich jonów. Największa dawka od wiązki fotonów (kolor czerwony) przypada przed obszarem guza i wiązka przenika przez całe ciało pacjenta. W przypadku wiązek protonów lub ciężkich jonów największa dawka przypada na obszar guza i poza ten obszar wiązka praktycznie już nie przenika.

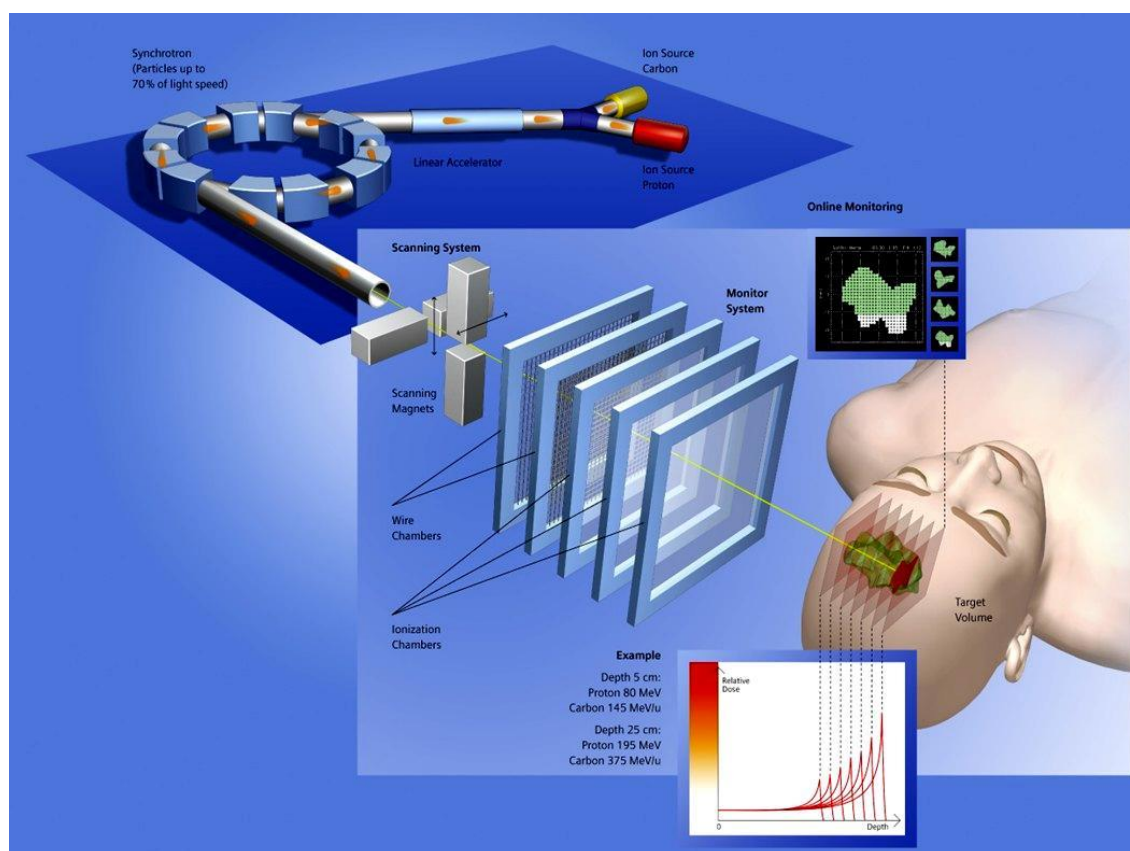
Rys.3.2B.8 Intensywność wiązek fotonów oraz protonów lub jonów węgla w ciele pacjenta [38]

Schemat układu do terapii hadronowej pokazuje Rys.3.2B.9 Układ sterowania wiązką pozwala na skanowanie obszaru guza, a położenie wiązki jest na bieżąco monitorowane przekazując informację do systemu kontroli procesu terapii.



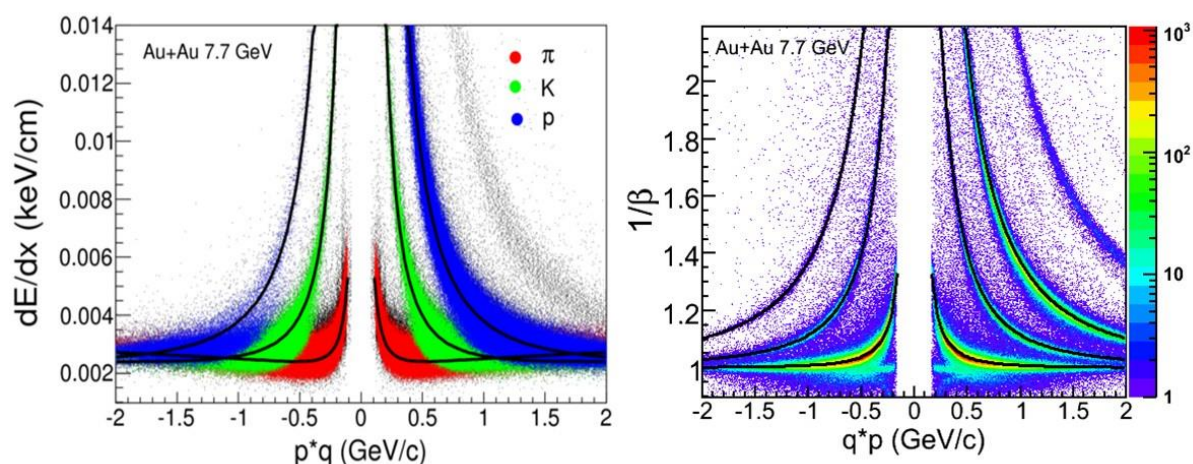
Rys.3.2B.9 System skanowania obszaru guza wiązką ciężkich jonów [39]

Ilustruje to także Rys.3.2B.10

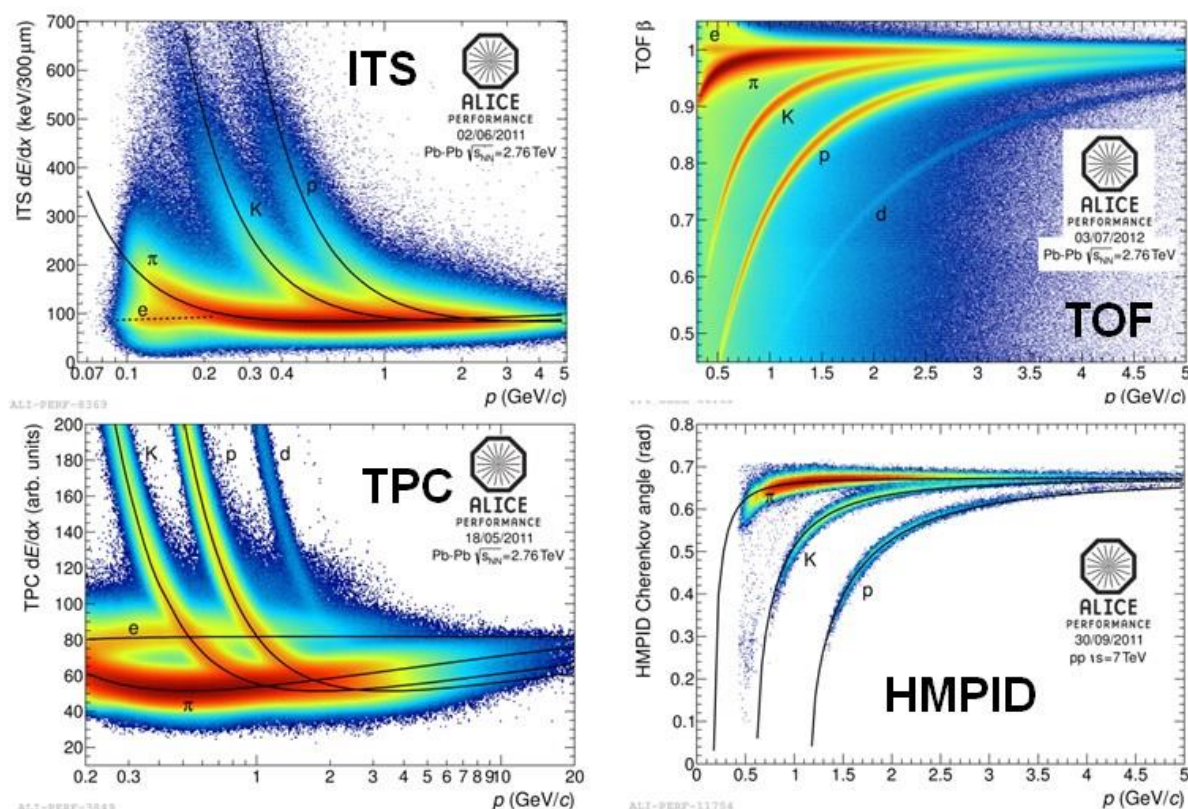


Rys.3.2B.10. Układ skanowania wiązką ciężkich jonów [39]

Poniżej podane są przykłady identyfikacji cząstek w dwóch eksperymentach fizycznych. W przypadku eksperymentu STAR pokazana jest zależność strat jonizacyjnych w funkcji pędu dla różnych typów cząstek oraz związek pomiędzy pędem i prędkością cząstki wynikający z różnicy mas. W obszarze niewielkich pędów lepszym sposobem identyfikacji jest pomiar strat jonizacyjnych, dla pędów większych dokładniejsza jest metoda pomiaru czasu przelotu.

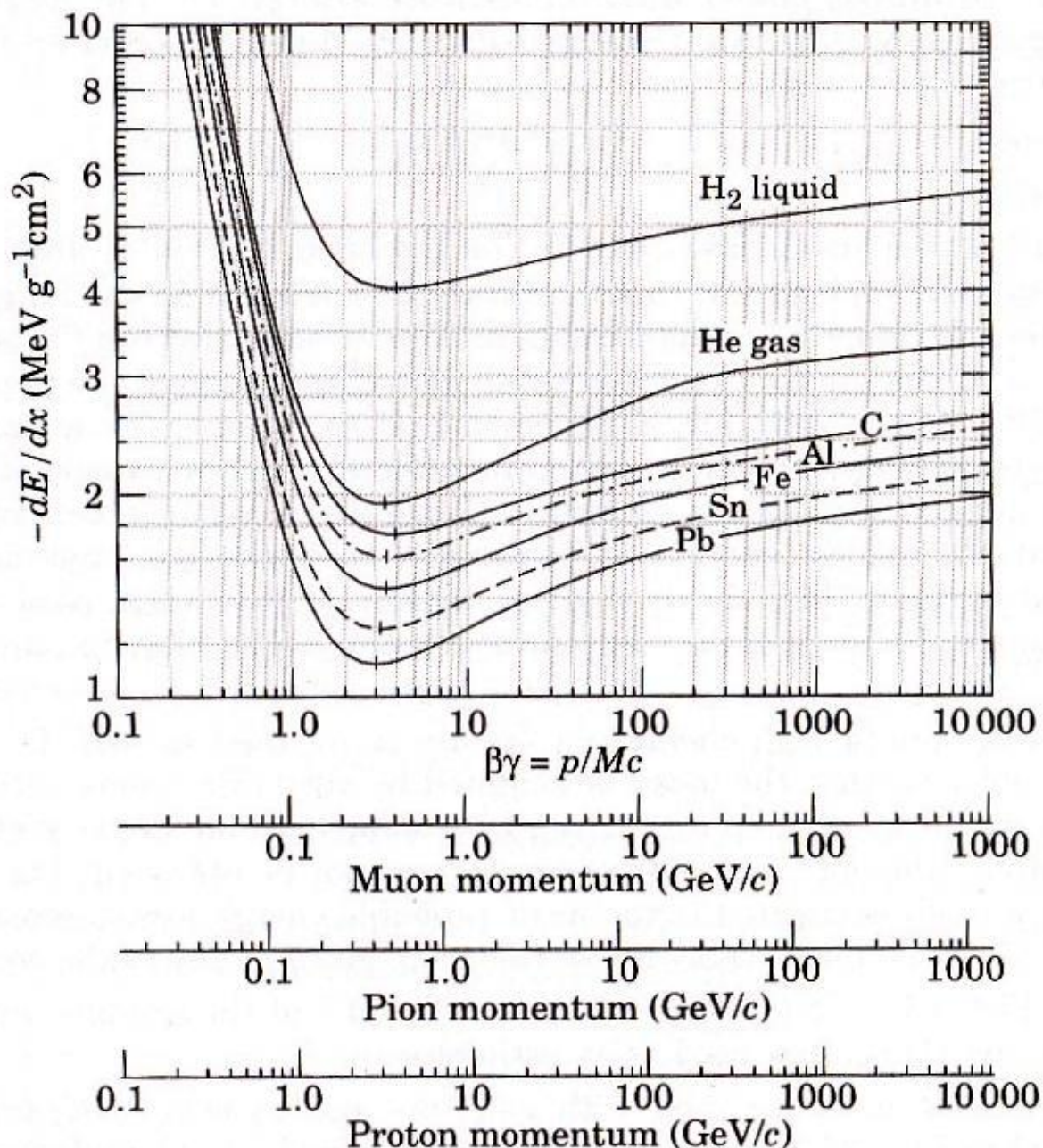


Rys. 3.2B.2a. Z lewej strony - straty jonizacyjne dla różnych cząstek w funkcji pędu i ładunku cząstki, z prawej – związek pomiędzy pędem i prędkością dla cząstek o różnych masach w detektorze STAR



Rys. 3.2B.2b. Identyfikacja cząstek w detektorze ALICE działającym przy LHC w CERN. Oznaczenia: ITS (Inner Tracking System) – detektory półprzewodnikowe, TPC (Time Projection Chamber) – detektor gazowy. TOF (Time Of Flight) - detektor czasu przelotu, HMPID (High Momentum Particle IDentification) – detektor promieniowania Czerenkowa typu RICH. Każdy z detektorów pozwala na identyfikację cząstek w innym przedziale pędów.

Na Rys. 3.2B.1a pokazana jest zależność strat jonizacyjnych w funkcji iloczynu prędkości i czynnika Lorentza dla różnych materiałów. Na dole rysunku pokazane są skale pędowe dla kilku wybranych typów cząstek. Jak widać, skala dla protonów zasadniczo różni się od skali dla pionów i mionów, co wynika z różnicy mas. Warto zwrócić uwagę, że przedstawiając straty jonizacyjne wyrażane w funkcji gęstości powierzchniowej, a nie długości, możemy na jednym wykresie pokazać krzywe dla cieczy, gazów i ciał stałych.



Rys. 3.2B.1a Straty jonizacyjne na jednostkę gęstości powierzchniowej dla różnych materiałów i cząstek o różnych masach [37]

C. Oddziaływanie elektronów z materią

Zwróćmy uwagę na zasadniczą różnicę w oddziaływaniu z materią fotonów i ciężkich cząstek naładowanych.

W przypadku fotonów, w każdym z procesów ich oddziaływania z materią (efekt fotoelektryczny, Comptona, tworzenia par e^+e^-) foton znika lub zmienia gwałtownie kierunek swej propagacji. Są to pojedyncze akty których prawdopodobieństwo zajścia zależne jest od energii fotonów oraz własności ośrodka. W rezultacie, osłabienie wiązki fotonów ma **charakter eksponencjalny**; zachodzi na całej trasie propagacji i nie jest możliwe określenie zasięgu fotonów w materiale.

W przypadku ciężkich cząstek naładowanych straty energii przy przechodzeniu przez ośrodek materialny mają kwazi-ciągły charakter bowiem w pojedynczych aktach jonizacji cząstka traci bardzo niewielką część swej energii, a kierunek jej lotu zmienia się nieznacznie. W rezultacie, wiązka cząstek o danej energii przebiega pewien odcinek drogi praktycznie bez zmiany swej intensywności ale ze zmniejszającą się energią. Istnieje jednak określona długość na której wytracona już zostaje cała energia cząstek i wiązka zostaje zatrzymana. Długość ta zwana jest **zasięgiem cząstek w materiale**.

Masy ciężkich cząstek naładowanych przechodzących przez ośrodek materialny są setki lub tysiące razy większe niż masy elektronów ośrodka, z którymi cząstka ta oddziałuje. Masy elektronów przechodzących przez ośrodek materialny i masy elektronów ośrodka są takie same. Oddziaływanie elektronów z materią ma w związku z tym o wiele bardziej złożony charakter, który posiada zarówno cechy oddziaływania z materią fotonów jak i przechodzenia przez materię ciężkich cząstek naładowanych

Do podstawowych procesów oddziaływania elektronów z materią zaliczyć należy:

1. **jonizację** - podobnie jak dla ciężkich cząstek naładowanych,
2. **oddziaływania nieelastyczne** wskutek których emitowane jest promieniowanie elektromagnetyczne (tzw. promieniowania hamowania) zaś elektron traci część swej energii,
3. **elastyczne zderzenia** z elektronami i jądrami atomowymi wskutek których elektron zmienia kierunek swego ruchu, a w przypadku zderzeń z elektronami traci także część swej energii.

Straty energii elektronów na jonizację i zderzenia elastyczne odgrywają istotną rolę dla niewielkich energii elektronów. W obszarze wysokich energii dominują straty związane z emisją promieniowania hamowania.

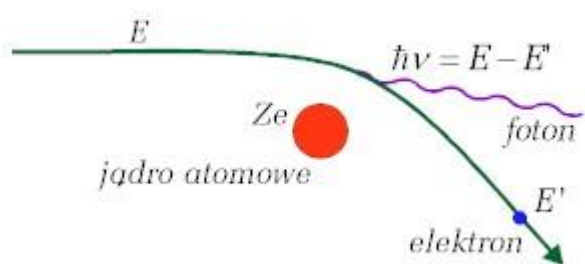
Przekrój czynny na jonizację może być dla niewielkich energii ($E \leq 0.1 \text{ MeV}$) wyrażony w postaci

$$\sigma_j = 2 \cdot \frac{Z}{\beta^4} \cdot \ln \frac{E \cdot \sqrt{2}}{I}, \quad b/\text{atom} \quad (3,2C.1)$$

gdzie: Z jest liczbą atomową atomów ośrodka, β - stosunkiem prędkości elektronu do prędkości światła, E jest energią elektronu, I - potencjałem jonizacyjnym atomów ośrodka, podobnie jak w formule Bethe-Blocha. Widać z postaci tego wzoru, że prawdopodobieństwo procesów jonizacji zmniejsza się bardzo szybko ze wzrostem prędkości elektronu i rośnie ze wzrostem liczby atomowej atomów ośrodka.

Przekrój czynny na rozpraszanie sprężyste również zmniejsza się szybko z energią i rośnie ze wzrostem liczby Z atomów ośrodka. Zwróćmy uwagę, że rozpraszanie elektronów na jądrach atomowych może prowadzić do rozproszenia elektronu pod dowolnymi kątami, także wstecz, podczas gdy rozpraszanie na elektronach prowadzi jedynie do rozproszeń pod kątami mniejszymi niż 90° , co wynika z relacji kinematycznych. Wynika z nich również, że rozpraszania na jądrach atomowych prowadzą do gwałtownej zmiany kierunku lotu elektronu ale praktycznie bez zmiany jego energii, rozpraszania na elektronach prowadzą zarówno do zmiany kierunku, jak i energii elektronu.

Emisja promieniowania elektromagnetycznego zwanego **promieniowaniem hamowania** (*Bremsstrahlung*), to proces towarzyszący ruchowi cząstek naładowanych z niezerowym przyspieszeniem.



Rys. 3.2C.1 Graficzna ilustracja procesu emisji promieniowania hamowania

Ruch taki mam miejsce gdy cząstka porusza się w pobliżu jądra atomowego, co zilustrowane jest na rysunku 3.2C.1. Zmianie ulega wtedy kierunek lotu cząstki, następuje emisja fotonu i zmniejsza się energia cząstki. Energia unoszona przez wyemitowane w tym procesie fotony

proporcjonalna jest do $(E/m_0c^2)^4$ gdzie E jest energią cząstki, a m_0 jej masą. Widać stąd, że przy danej energii cząstki, straty energii na promieniowanie są wielokrotnie większe dla cząstek lekkich (mała wartość w mianowniku ułamka) niż dla cząstek o większych masach.

W praktyce, proces ten odgrywa zasadniczą rolę dla elektronów dużych energii podczas gdy jest zupełnie pomijalny dla ciężkich cząstek naładowanych takich jak np. protony lub cząstki alfa.

Straty energii elektronów na jednostkę długości ich przebiegu w ośrodku materialnym zależne są zarówno od energii elektronu, jak i własności absorbenta. Jak już wspominaliśmy, dla niewielkich energii większą rolę odgrywają straty na jonizację, które zmniejszają się ze wzrostem energii elektronów, dla dużych energii przeważają straty na promieniowanie, które rosną wraz ze wzrostem energii elektronu. Wynika stąd, że istnieje pewna energia, zależna od rodzaju materiału ośrodka, przy której straty energii elektronu na jonizację równe są stratom na wypromieniowanie. Energia ta nosi nazwę **energii krytycznej**. Przykładowo, energia krytyczna wynosi: dla węgla 103 MeV, dla powietrza 83 MeV, dla ołowiu 6.9 MeV, jest więc większa dla pierwiastków lekkich.

Straty energii elektronów na wypromieniowanie są w obszarze wysokich energii proporcjonalne do energii elektronu, co można zapisać w postaci

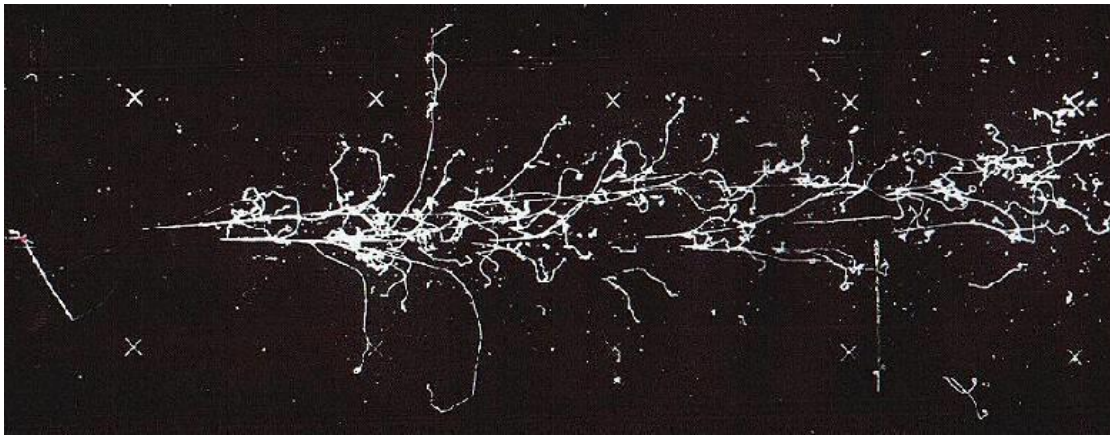
$$-\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0} \quad (3.2C.2)$$

Wiemy że równanie różniczkowe tego typu prowadzi, podobnie jak w przypadku prawa rozpadu promieniotwórczego, do rozwiązania danego wyrażeniem

$$E = E_0 \cdot e^{-x/X_0} \quad (3.2C.3)$$

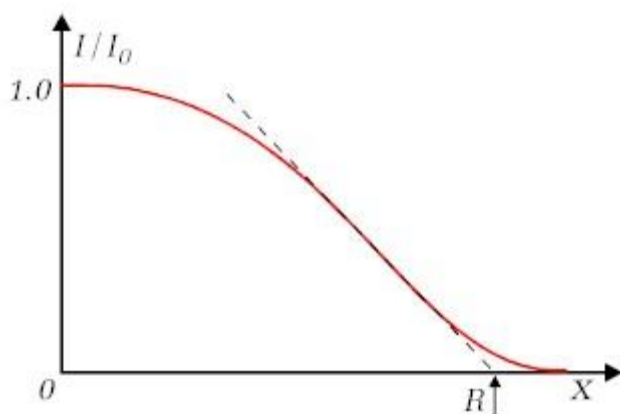
Wielkość X_0 nazywa się **długością radiacyjną (ang. radiation length)**. Zgodnie ze wzorem (1.5.3) jest to długość, po przejściu której energia elektronów zmniejszy się wskutek wypromieniowania e razy.

Zauważmy relacje pomiędzy emisją promieniowania hamowania a procesem tworzenia par e^+e^- w procesie oddziaływania fotonów z materią. Kiedy energie elektronów są bardzo duże, tj. wielokrotnie przekraczają sumę mas elektronu i pozytonu, wówczas wyemitowany w procesie hamowania elektronu foton może doprowadzić do wytworzenia pary elektron - pozyton, zaś cząstki te przechodząc przez materię mogą znów spowodować emisję promieniowania hamowania, które oznacza emisję kolejnych fotonów itd. - aż do wyczerpania się energii. W ten sposób tworzą się tzw kaskady elektronowo-fotonowe. Przykład takich kaskad pokazuje rysunek 3.2C.2. demonstrowany już przy okazji omawiania oddziaływania fotonów z materią.



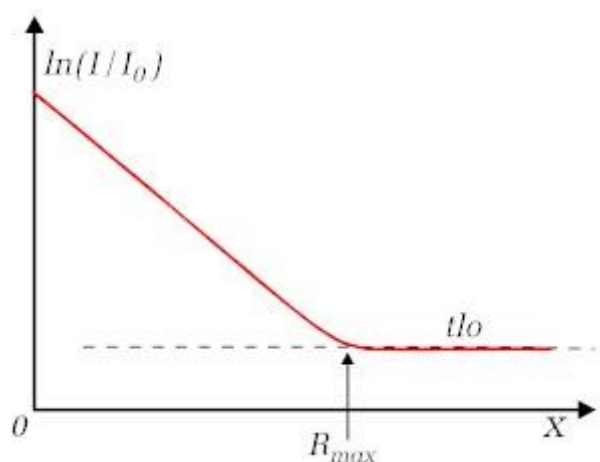
Rys. 3.2C.2. Kaskady elektronowo-fotonowe zarejestrowane w komorze pęcherzykowej wypełnionej ciekłym ksenonem.

Zmiany intensywności wiązki monoenergetycznych fotonów w ośrodku materialnym mają formę pośrednią pomiędzy eksponencjalnym osłabieniem wiązki fotonów a zasięgowym formą charakterystyczna dla ciężkich cząstek naładowanych.



Ilustruje to rysunek 3.2C.3. Stosunek intensywności wiązki I do intensywności początkowej I_0 zmienia się praktycznie na całej drodze wiązki w materii. Za zasięg elektronów R przyjmujemy punkt przecięcia prostoliniowej części krzywej przedstawiającej intensywność względną I/I_0 z osią poziomą.

Rys. 3.2C.3. Zmiana intensywności wiązki monoenergetycznych elektronów w materii



Kiedy elektrony emitowane są przez źródła promieniotwórcze wskutek przemiany beta, to ich energie nie są jednakowe lecz mają ciągłe widmo w rezultacie trzyciałowego stanu końcowego w tej przemianie związanego z emisją neutrina. W takim przypadku krzywa absorpcji elektronów na charakter bliski zależności eksponencjalnej tj ma postać

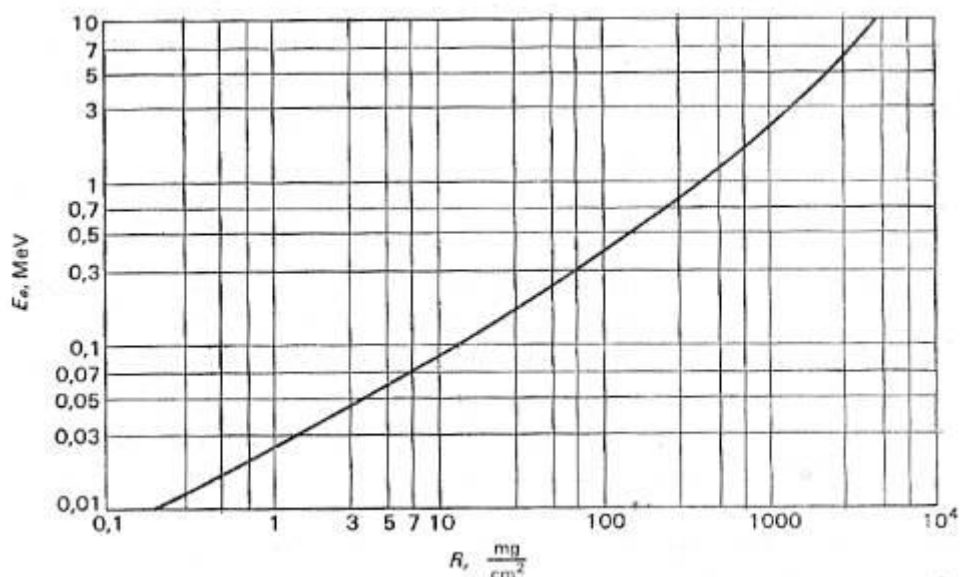
$$I = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot X} \quad (1.5.4)$$

gdzie μ jest współczynnikiem absorpcji. Zależności te ilustruje rysunek 3.2C.4. Na rysunku tym R_{max} jest maksymalnym zasięgiem elektronów o widmie ciągłym.

Rys.3.2C.4. Zmiana intensywności wiązki elektronów o widmie ciągłym w materii

Rysunek 3.2C.5. pokazuje relację pomiędzy zasięgiem i energią elektronów w Aluminium. Zasięg elektronów wyrażony jest w mg/cm^2 . Zasięg elektronów wyrażony w tych jednostkach tylko słabo zależy od rodzaju materiału. Krzywa na rysunku 1.5.5 może więc być stosowana także i do innych materiałów.

Należy pamiętać, że aby zasięg wyrazić w centymetrach musimy zasięg wyrażony w mg/cm^2 podzielić przez gęstość materiału wyrażoną w mg/cm^3 . Oczywiście - zmiana jednostek w drugą stronę wymaga pomnożenia przez gęstość.



Rys. 3.2C.2. Relacja pomiędzy zasięgiem i energią elektronów w Aluminum.

Należy dodać, że dla pozytonów istnieje jeszcze jeden mechanizm ich oddziaływania z materią. Jest to anihilacja z elektronem ośrodka wskutek czego znika zarówno pozyton jak i elektron, a następuje emisja dwóch fotonów.

Dla ilustracji, w tabeli poniżej podane są własności materiałów, wśród których są wartości długości radiacyjnej (radiation length) wyrażone w różnych jednostkach. [37]

6. ATOMIC AND NUCLEAR PROPERTIES OF MATERIALS

Table 6.1. Revised May 2000 by D.E. Groom (LBNL). Gases are evaluated at 20°C and 1 atm (in parentheses) or at STP [square brackets]. Densities and refractive indices without parentheses or brackets are for solids or liquids, or are for cryogenic liquids at the indicated boiling point (BP) at 1 atm. Refractive indices are evaluated at the sodium D line. Data for compounds and mixtures are from Refs. 1 and 2. Further materials and properties are given in Ref. 3.

Material	Z	A	$\langle Z/A \rangle$	Nuclear collision length λ_T {g/cm ² }	Nuclear interaction length λ_I {g/cm ² }	$dE/dx _{\min}^b$ {MeV g/cm ² }	Radiation length ^c X_0 {g/cm ² } {cm}	Density {g/cm ³ } {g/l} for gas	Liquid boiling point at 1 atm(K)	Refractive index n ((n - 1) × 10 ⁶ for gas)
H ₂ gas	1	1.00794	0.99212	43.3	50.8	(4.103)	61.28 ^d (731000)	(0.0838)[0.0899]		[139.2]
H ₂ liquid	1	1.00794	0.99212	43.3	50.8	4.034	61.28 ^d 866	0.0708	20.39	1.112
D ₂	1	2.0140	0.49652	45.7	54.7	(2.052)	122.4 724	0.169[0.179]	23.65	1.128 [138]
He	2	4.002602	0.49968	49.9	65.1	(1.937)	94.32 756	0.1249[0.1786]	4.224	1.024 [34.9]
Li	3	6.941	0.43221	54.6	73.4	1.639	82.76 155	0.534		—
Be	4	9.012182	0.44384	55.8	75.2	1.594	65.19 35.28	1.848		—
C	6	12.011	0.49954	60.2	86.3	1.745	42.70 18.8	2.265 ^e		—
N ₂	7	14.00674	0.49976	61.4	87.8	(1.825)	37.99 47.1	0.8073[1.250]	77.36	1.205 [298]
O ₂	8	15.9994	0.50002	63.2	91.0	(1.801)	34.24 30.0	1.141[1.428]	90.18	1.22 [296]
F ₂	9	18.9984032	0.47372	65.5	95.3	(1.675)	32.93 21.85	1.507[1.696]	85.24	[195]
Ne	10	20.1797	0.49555	66.1	96.6	(1.724)	28.94 24.0	1.204[0.9005]	27.09	1.092 [67.1]
Al	13	26.981539	0.48181	70.6	106.4	1.615	24.01 8.9	2.70		—
Si	14	28.0855	0.49848	70.6	106.0	1.664	21.82 9.36	2.33		3.95
Ar	18	39.948	0.45059	76.4	117.2	(1.519)	19.55 14.0	1.396[1.782]	87.28	1.233 [283]
Ti	22	47.867	0.45948	79.9	124.9	1.476	16.17 3.56	4.54		—
Fe	26	55.845	0.46556	82.8	131.9	1.451	13.84 1.76	7.87		—
Cu	29	63.546	0.45636	85.6	134.9	1.403	12.86 1.43	8.96		—
Ge	32	72.61	0.44071	88.3	140.5	1.371	12.25 2.30	5.323		—
Sn	50	118.710	0.42120	100.2	163	1.264	8.82 1.21	7.31		—
Xe	54	131.29	0.41130	102.8	169	(1.255)	8.48 2.87	2.953[5.858]	165.1	[701]
W	74	183.84	0.40250	110.3	185	1.145	6.76 0.35	19.3		—
Pt	78	195.08	0.39984	113.3	189.7	1.129	6.54 0.305	21.45		—
Pb	82	207.2	0.39575	116.2	194	1.123	6.37 0.56	11.35		—
U	92	238.0289	0.38651	117.0	199	1.082	6.00 ≈0.32	≈18.95		—

3.5. Neutrony w ośrodku materialnym

Na fotografii poniżej (Rys. 3.2D.1) pokazana jest osłona przed neutronami w hali pomiarowej Laboratorium GANIL we Francji. Wykonana jest z ... **parafiny**. Dlaczego parafina jest dobrym materiałem by zatrzymać neutrony? Czemu nie zastosowano osłony ołowianej?



Rys. 3.2D.1 Osłona przed cząstkami naładowanymi i neutronami w Narodowym Laboratorium Ciężkich Jonów, GANIL, we Francji

Owszem, osłona ołowiana też jest w tylnej części, ale nie po to by zatrzymywać neutrony, bo mało jest do tego celu użyteczna, ale skutecznie zatrzymuje protony i inne cząstki naładowane. Dlaczego tak się dzieje?

Neutrony są cząstkami elektrycznie neutralnymi (ich skład kwarkowy **(udd)** odpowiada zrównoważonemu ładunkowi elektrycznemu), natomiast masa ich bliska jest masie protonów. W konsekwencji, nie wywołują efektów jonizacji na drodze swego ruchu w materii, ale podobnie jak protony wywołują reakcje jądrowe i to nawet przy bardzo małych energiach, bowiem nie istnieje dla nich bariera elektrostatyczna (kulombowska). Dopiero efekty jonizacji wywołane przez cząstki naładowane emitowane wskutek reakcji neutronów mogą stanowić mierzalny sygnał. Rejestracja neutronów odbywa się więc metodami pośrednimi, gdzie "metodami" są zjawiska wywoływane przez neutrony zaś "pośrednikami" są cząstki naładowane. Jest tu pewna analogia do omawianych już metod rejestracji fotonów.

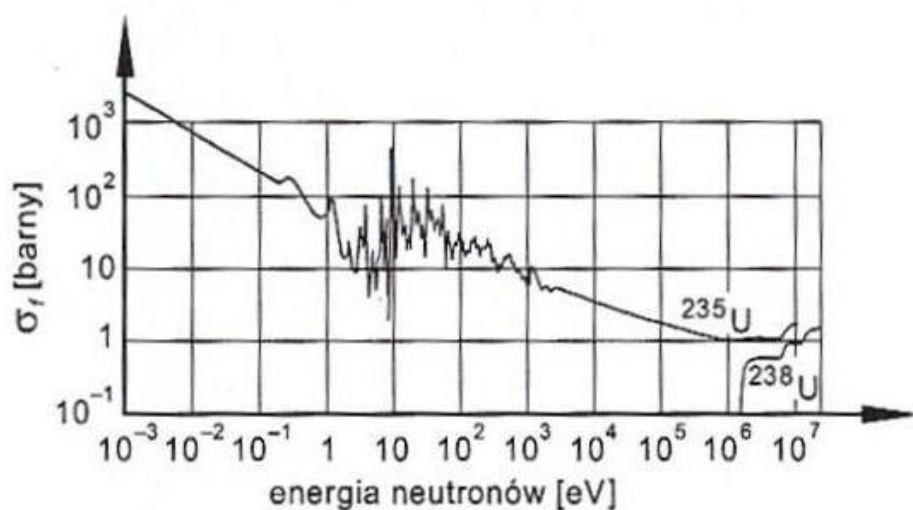
Do zjawisk wywoływanych przez neutrony należą:

1. **Elastyczne rozpraszanie** neutronów na protonach i lekkich jądrach atomowych. Jądro odrzutu, jako naładowane, może wywołać procesy jonizacji i tym samym umożliwić rejestrację neutronu.
2. **Reakcje jądrowe**, wskutek których emitowane są cząstki naładowane, np. reakcje typu: **(n,p)**, **(n,alfa)** lub reakcje rozczepienia jąder atomowych.
3. **Wzbudzona promieniotwórczość** spowodowana oddziaływaniem neutronów z jądrami atomowymi

Prawdopodobieństwo zachodzenia poszczególnych zjawisk zależy silnie od energii neutronów. Widmo energetyczne neutronów dzieli się więc umownie na obszary, z którymi

wiążą się też procesy zachodzące z największymi prawdopodobieństwami dla danych energii neutronów:

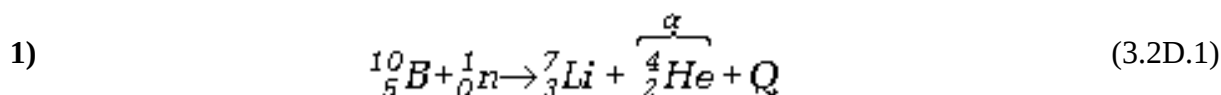
1. **Neutrony powolne** - to takie, których energie kinetyczne zawierają się w granicach od zera do około **1000eV**. Wśród nich wyróżniamy jeszcze podgrupy:
 - o **Neutrony zimne** o energiach rzędu **0.001eV**. Pamiętając z termodynamiki związek średniej energii kinetycznej chaotycznego ruchu cząstek z temperaturą ($E=kT$, gdzie k jest stałą Boltzmanna) możemy takim neutronom przypisać temperaturę $T=11.6\text{ K}$.
 - o **Neutrony termiczne**, których energie wynoszą około **0.025 eV** i którym odpowiada temperatura pokojowa tj. **293K** tj. **20°C**.
2. **Neutrony rezonansowe**, których energie zawierają się w granicach od ok. **1eV** do ok. **1000eV**. W tym obszarze energii przekroje czynne na niektóre reakcje neutronów zmieniają się gwałtownie prowadząc do wzbudzenia stanów rezonansowych, co tłumaczy nazwę tego obszaru energii neutronów. Dla ilustracji, na Rys. 3.2D.2 pokazany jest przekrój czynny na rozszczepienie uranu ^{235}U , który zmienia się gwałtownie z energią w obszarze rezonansowym.
3. **Neutrony pośrednich energii** ; ich energie mieszczą się w granicach od ok. 1KeV do ok 500keV
4. **Neutrony prężkie**, ich energie pokrywają obszar od ok. 0.5 MeV do ok 50 MeV
5. **Neutrony wysokich energii** to te, których energie kinetyczne są większe niż ok. 50 MeV.



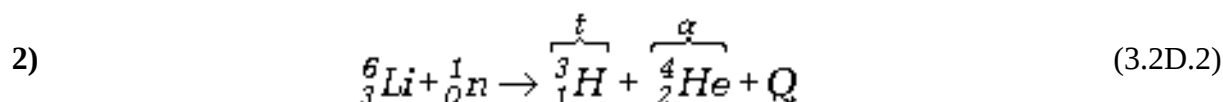
Przekroje czynne σ_f na rozszczepianie jąder ^{235}U i ^{238}U przez neutrony o różnych energiach (wg S. Szczeniowskiego: *Fizyka doświadczalna*. Część VI. Warszawa, PWN 1974, s. 374)

Rys. 3.2D.2 Ilustracja różnych obszarów energii neutronów. Przekrój czynny na rozszczepienie uranu ^{235}U zmienia się gwałtownie z energią dla neutronów „rezonansowych”.

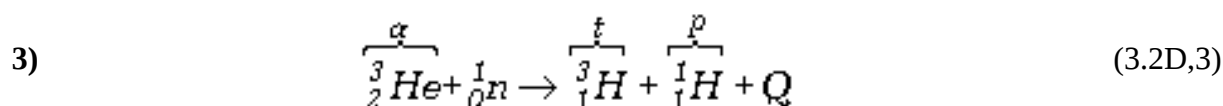
Rozpatrzmy kilka reakcji jądrowych, które są użyteczne dla celów detekcji neutronów



Ważną własnością tej reakcji jest fakt, że zachodzić może nawet dla najmniejszych energii neutronów trafiających w tarczę z boru. Reakcja ta jest bowiem **egzoenergetyczna** tj. **energia reakcji Q** jest większa od zera i wynosi: $Q=+2.3\text{MeV}$. Największy przekrój czynny na tą reakcję jest w obszarze energii termicznych i wynosi ok. 3500b (barnów). Ze wzrostem energii neutronów przekrój czynny zmniejsza się proporcjonalnie do pierwiastka kwadratowego z energii kinetycznej. Zgodnie z prawem zachowania pędu - cząstka alfa, która jest lżejsza, uzyskuje energię 1.47MeV , zaś jądro litu ma energię 0.83MeV . Metody detekcji z wykorzystaniem tej reakcji mogą być różne. Może to być emulsja jądrowa, w której (po naświetleniu i wywołaniu) zlicza się tory pozostawiane przez cząstki naładowane, może to być licznik impulsów elektrycznych, w konstrukcji którego zastosowano bor w postaci gazowej (trójfluorek boru) lub stałej, jako dodatek do materiału katody.

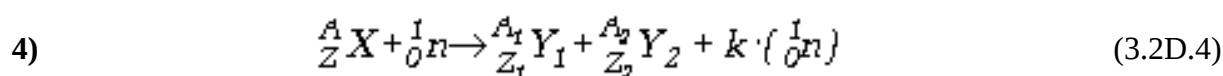


W tym przypadku energia reakcji wynosi $Q=+4.78\text{MeV}$. Podobnie jak w pierwszym przypadku, lit używa się jako domieszki w konstrukcji detektora. Taki domieszkowy materiał służący do wywołania określonych reakcji i zamiany ich energii na rejestrowalny sygnał nazywamy **konwerterem**.



Ta reakcja umożliwia skonstruowanie liczników, których obszar roboczy wypełniony jest izotopem helu ${}^3\text{He}$. Energia reakcji wynosi w tym przypadku $Q=+0.77\text{MeV}$, a przekrój czynny dla neutronów termicznych około 5500b .

Podane wyżej reakcje umożliwiają konstrukcję detektorów, których wydajność osiągać może nawet kilkadziesiąt procent dla neutronów termicznych. Aby rejestrować tą metodą neutrony wyższych energii stosuje się układy spowalniające je zanim wejdą do materiału detektora. Oczywiście, tym sposobem nie możemy zmierzyć energii neutronów, a jedynie określić ich liczbę.



Przykład czwarty reprezentuje reakcje rozszczepienia jądra X pod wpływem padającego na nie neutronu. W rezultacie powstają jądra Y_1 i Y_2 oraz emitowanych jest kilka neutronów. Zachowane są przy tym związki: $Z_1+Z_2=Z$ oraz $A_1+A_2+k=A+1$. Reakcje takie zachodzą dla najcięższych jąder układu okresowego. W tym przypadku wydzielana jest bardzo duża energia (ok. 200MeV) w postaci energii kinetycznej produktów rozszczepienia. Podobnie jak w poprzednich przypadkach, materiał rozszczepialny (np. uran, pluton, bizmut itp.) wprowadza się do detektora pod różnymi postaciami.

W przypadku neutronów prędkich wykorzystuje się **rozpraszanie elastyczne** neutronów na lekkich jądrach. Z kinematycznych zależności dla rozpraszania elastycznego wynika, że energia kinetyczna E_A jądra odrzuconego pod kątem θ w rezultacie rozproszenia na nim neutronu o energii E_n określona jest wzorem

$$E_n = \frac{4 \cdot A}{(1 + A)^2} \cdot E_n \cdot \cos^2 \theta \quad (3.2D.5)$$

Z postaci tego wzoru widać, że przy danej energii neutronu większy przekaz energii ma miejsce dla jąder lekkich niż dla ciężkich. Dla rozpraszania na protonie mamy

$$E_p = E_n \cdot \cos^2 \theta \quad (3.2D.6)$$

Widać też, że energia odrzuconego jądra jest największa kiedy kąt rozproszenia wynosi zero. Takie rozproszenie (lepiej zwać go zderzeniem) nazywamy czołowym. Zauważmy też, że kąt θ nie może być większy niż 90° , co jest zabronione przez relacje kinematyczne.

Zderzenia neutronów z lekkimi jądrami, to sposób na ich **spowalnianie**. Warto zwrócić uwagę, że sytuacja jest tu odwrotna niż w przypadku cząstek naładowanych, gdzie straty energii na jednostkę długości toru rosną ze wzrostem liczby atomowej absorbenta.

Średnią stratę energii neutronu w charakteryzuje się przez średni logarytmiczny dekrement energii zdefiniowany w postaci

$$\xi = - \left\langle \ln \frac{E}{E_0} \right\rangle \quad (3.2D.7)$$

gdzie E_0 i E oznaczają energie neutronu odpowiednio przed i po zderzeniu. Mając na uwadze, że po każdym zderzeniu logarytm energii neutronu pomniejsza się o ξ mamy dla n zderzeń zależność $\langle \ln E_n \rangle = \ln E_0 - n \cdot \xi$. Wynika stąd, że średnia energia neutronu po n zderzeniach wynosi.

$$\langle E_n \rangle = E_0 \cdot e^{-n\xi} \quad (3.2D.8)$$

Średnia liczba zderzeń w materiale charakteryzowanym przez daną wartość ξ , potrzebna dla zmniejszenia energii neutronów od początkowej energii E_0 do energii średniej $\langle E \rangle$ wynosi więc

$$n = \frac{1}{\xi} \ln \frac{E_0}{\langle E \rangle} \quad (3.2D.9)$$

Przykładowo: dla spowalniania neutronów na jądrami węgla $\xi = 0.159$, zaś dla rozpraszania na protonach $\xi = 1$. Po podstawieniu tych wartości do wzoru (2.9.9) widzimy, że dla obniżenia energii neutronów od wartości 2MeV do wartości końcowej energii średniej odpowiadającej energii neutronów termicznych tj. 0.025eV potrzebne jest dla węgla 114

zderzeń zaś dla protonów tylko 18. Spowalnianie na cięższych jądrach jest nieefektywne, dlatego w praktyce materiałami spowalniającym są takie, które zawierają w swym składzie dużo pierwiastków lekkich, najlepiej wodoru: woda, parafina, beton, ale także węgiel i beryl.

Kolejnym efektem wywołanym przez neutrony jest wzbudzona promieniotwórczość niektórych pierwiastków wskutek wychwytywania neutronów. Efekt ten jest podstawą tzw. **metody aktywacyjnej** pomiaru strumieni neutronów. W celu wykonania takiego pomiaru umieszcza się próbkę danego materiału w strumieniu neutronów, a następnie mierzy się jego aktywność. Aktywność ta jest proporcjonalna do natężenia strumienia neutronów. W praktyce pomiar taki musi uwzględniać przekrój czynny na reakcję neutronów z materiałem aktywowanym, stałą rozpadu tego materiału i czas pomiędzy aktywacją a pomiarem aktywności oraz warunki geometryczne wykonywania pomiaru, wydajność detektora itp. Metoda aktywacyjna jest szczególnie użyteczna jeśli pomiar należy wykonać w miejscach, w których umieszczenie klasycznych detektorów jest trudne lub niemożliwe. Metoda ta nie pozwala jednak na natychmiastowe uzyskiwanie wyników.

3.6. Rozpraszanie wielokrotne

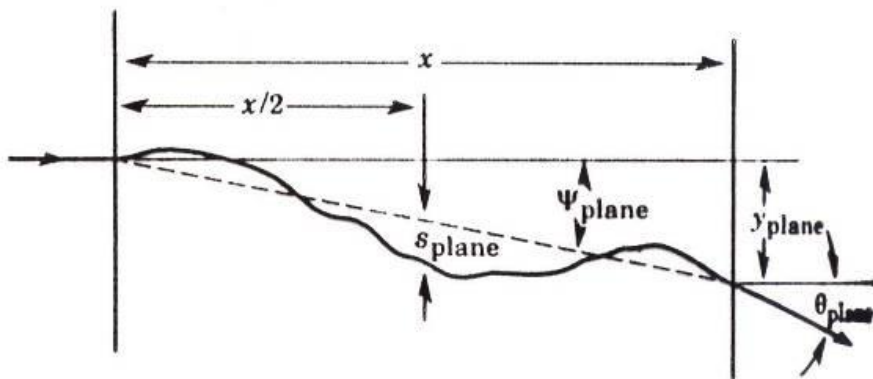
Cząstki naładowane przechodzące przez ośrodek materialny doznają nie tylko strat energii ale rozpraszają się wielokrotnie zmieniając kierunek swego ruchu. Rozproszenia te następują wskutek oddziaływań elektrostatycznych (kulombowskich) w polu jąder atomowych. Dla ciężkich cząstek istotną rolę odgrywają także zdarzają jądrowe, które zachodzą stosunkowo rzadko, ale kąt rozproszenia jest zwykle wtedy znacznie większy niż w przypadku rozproszeń kulombowskich. Końcowy kąt rozproszenia przy przechodzeniu cząstki przez materiał o określonej grubości jest rezultatem sumowania się rozproszeń elementarnych. Kiedy liczba ta jest duża (a to ma miejsce przy rozproszeniach kulombowskich) to rozkład kąta rozproszenia podlega rozkładowi normalnemu (co jest rezultatem znanego ze statystyki centralnego twierdzenia granicznego). Średni kwadratowy kąt rozproszenia odpowiadający odchyleniu standardowemu w rozkładzie normalnym (Gaussa) zależny jest od energii cząstki i rodzaju materiału w postaci związku

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta \cdot c \cdot p} \cdot z \cdot \sqrt{x / X_0} \cdot [1 + 0.038 \ln(x / X_0)] \quad (3.3.1)$$

gdzie:

1. θ_0 - szerokość rozkładu Gaussa opisującego rozkład kątów rozproszenia w określonej płaszczyźnie ustawionej wzdłuż pierwotnego kierunku ruchu cząstki.
2. $\beta \cdot c \cdot p$ - stosunek prędkości cząstki do prędkości światła c oraz pęd cząstki,
3. z - liczba atomowa cząstki padającej, np. dla protonu $z=1$, dla cząstki alfa $z=2$.
4. x / X_0 - stosunek grubości materiału do jego jednostki radiacyjnej

Tak zdefiniowana szerokość rozkładu kąta rozproszenia odnosi się do rzutów kąta rozproszenia na określoną płaszczyznę. Relacje pomiędzy różnymi wielkościami charakteryzującymi proces rozproszeń wielokrotnych pokazuje rysunek 3.3.1.



Rys. 3.3.1. Wielkości charakteryzujące rozproszenia wielokrotne.

3.7. Promieniowanie rentgenowskie

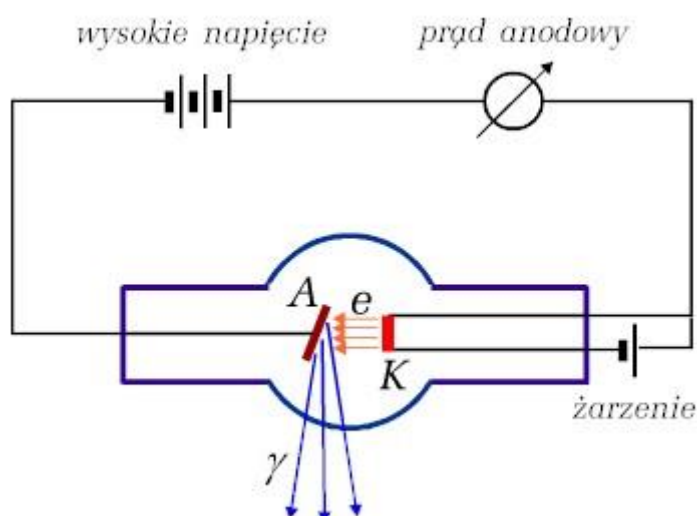
Odkryte przez niemieckiego fizyka Wilhelma Conrada **Roentgena** w 1895 roku promieniowanie, które nazwał **promieniami X**, nazywane jest obecnie promieniowaniem rentgenowskim.



Już sam Roentgen wskazał na możliwość zastosowania tego promieniowania w medycynie ze względu na jego przenikliwość. Fotografia obok ma znaczenie historyczne przedstawia bowiem widok ręki żony Roentgena otrzymany na kliszy fotograficznej z pomocą odkrytego przez Roentgena promieniowania. Roentgen skonstruował pierwszą lampę wytwarzającą promienie X i zbadał własności tego promieniowania. Za swe odkrycie otrzymał w 1901 roku nagrodę Nobla.

Promieniowanie rentgenowskie jest promieniowaniem elektromagnetycznym emitowanym wskutek hamowania elektronu w polu jąder atomów materiału anody w lampie rentgenowskiej.

Schemat lampy rentgenowskiej pokazany jest na rysunku 3.4.1. Lampę stanowi bańka szklana z której wypompowane jest powietrze, tj. panuje wysoka próżnia. Wewnątrz znajdują się dwie elektrody: katoda **K** i anoda **A**. Elektrody połączone są ze źródłem wysokiego napięcia, rzędu kilkudziesięciu tysięcy volt lub nawet większych. Dodatni biegun połączony jest z anodą, ujemny z katodą. Katodę stanowi zwykle włókno wolframowe, które w czasie pracy lampy rozżarzone jest wskutek przepływu prądu z dodatkowego źródła żarzenia. Emitowane wskutek ruchów termicznych z rozżarzonej katody elektrony przyspieszane są w polu elektrycznym panującym w przestrzeni pomiędzy anodą i katodą. W materiale anody elektrony są wyhamowywane w polu elektrycznym jąder atomów materiału stanowiącego anodę.



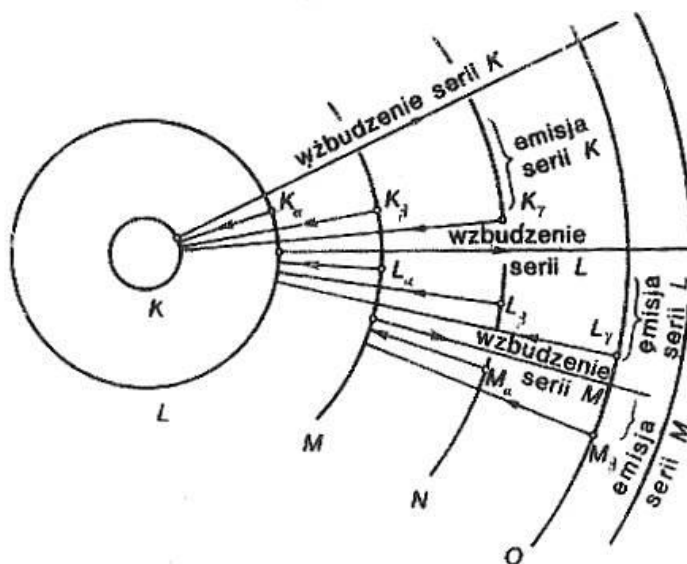
Rys. 3.4.1. Schemat lampy rentgenowskiej

Materiałem ten jest zwykle wolfram, ze względu na wysoką temperaturę topnienia, bowiem na anodzie wydzielają się wielkie ilości ciepła.

Dwa mechanizmy odpowiedzialne są za emisję promieniowania elektromagnetycznego w lampie rentgenowskiej.

Pierwszym jest emisja promieniowania hamowania. Mechanizm ten omówiony jest w rozdziale poświęconym oddziaływaniu elektronów z materią. **Promieniowanie hamowania posiada ciągły rozkład energii fotonów** którego górna granica określona jest przez energię wyhamowywanych elektronów. Im wyższa energia elektronów tym wyższa górna granica energii wyemitowanych fotonów. Pamiętając, że energia cząstek naładowanych w polu elektrycznym równa jest iloczynowi ładunku i różnicy potencjałów pomiędzy początkowym i końcowym punktem ruchu cząstki widzimy, że maksymalna energia fotonów emitowanych przez lampę rentgenowską jest zależna od napięcia przyłożonego pomiędzy katodę i anodę lampy.

Drugi mechanizm to emisja tzw. **promieniowania charakterystycznego o widmie dyskretnym**. Mechanizm emisji tego promieniowania związany jest z procesami wzbudzenia i jonizacji atomów ośrodka (anody) przez uderzające w anodę elektrony. Ilustruje to rysunek



Rys. 3.4.2. Ilustracja mechanizmu emisji promieniowania charakterystycznego.

Energia fotonu wyemitowanego przy przejściu elektronu pomiędzy powłokami m i n wynosi.

$$h\nu = E_m - E_n \quad 3.4.1$$

gdzie E_m i E_n oznaczają energie elektronów na powłokach m i n , ν jest częstotliwością emitowanej fali elektromagnetycznej, h jest stałą Plancka zaś $h \cdot \nu$ jest energią

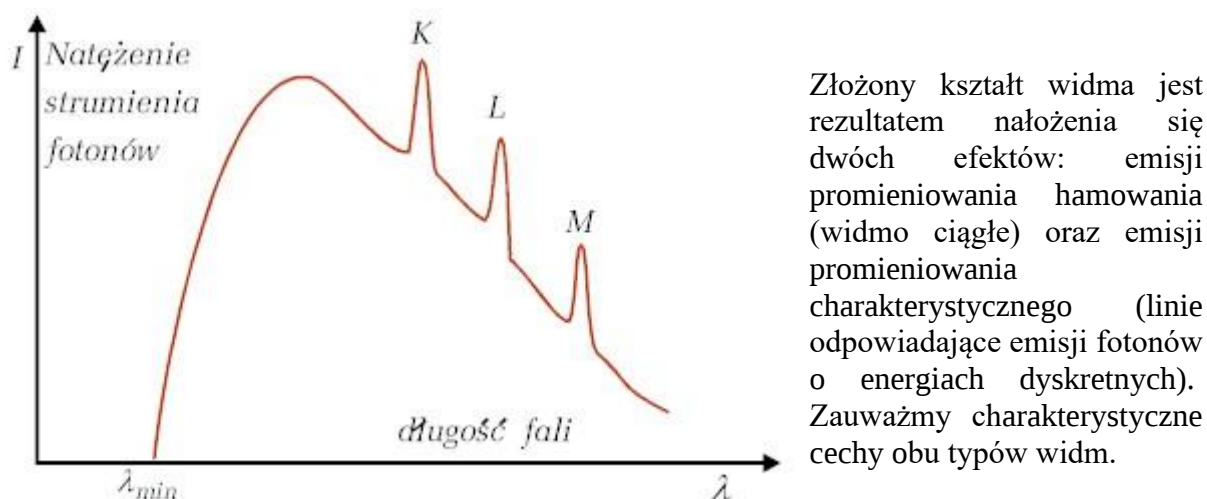
wyemitowanego fotonu. Pamiętając, że związek pomiędzy częstotliwością ν i długością fali elektromagnetycznej λ jest

$$\nu = c/\lambda, \quad 3.4.2$$

gdzie c jest prędkością światła w próżni, możemy zapisać wyrażenie na długość fali odpowiadającej emisji fotonu o energii $h \cdot \nu$

$$\lambda = \frac{h \cdot c}{E_m - E_n} \quad 3.4.3$$

Rysunek 1.7..3 przedstawia przykładowy kształt widma promieniowania rentgenowskiego



Rys. 3.4.3. Przykładowy kształt widma fotonów emitowanych z lampy rentgenowskiej

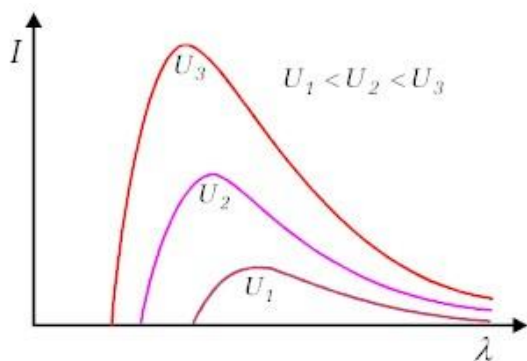
1. Widmo promieniowania hamowania ma ściśle określoną wartość najmniejszej długości fali λ_{min} , czyli największej energii emitowanych fotonów.

Dyskretne wartości energii fotonów odpowiadają przejściom na różne powłoki atomowe oznaczone na rysunku symbolami: K, L, M.

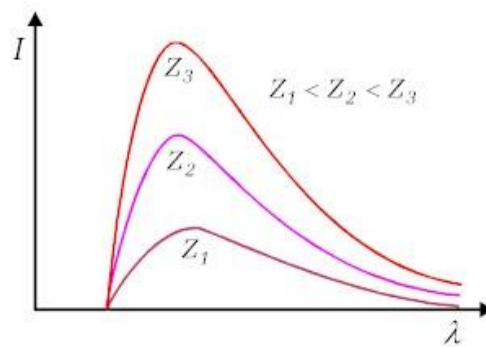
Intensywność strumienia emitowanych fotonów I_γ zależna jest od kilku czynników i może być wyrażona wzorem

$$I_\gamma = A \cdot Z \cdot I_a \cdot U_a^2 \quad 3.4.4$$

gdzie: A jest współczynnikiem proporcjonalności zależnym od konstrukcji lampy, Z jest liczbą masową materiału anody, I_a jest natężeniem prądu anodowego a U_a jest napięciem na lampie rentgenowskiej.



Rys. 3.4.4a. Widmo ciągłego promieniowania rentgenowskiego dla różnych wartości napięcia na lampie.



Rys. 3.4.4b Widmo ciągłego promieniowania rentgenowskiego dla różnych wartości liczby atomowej materiału anody

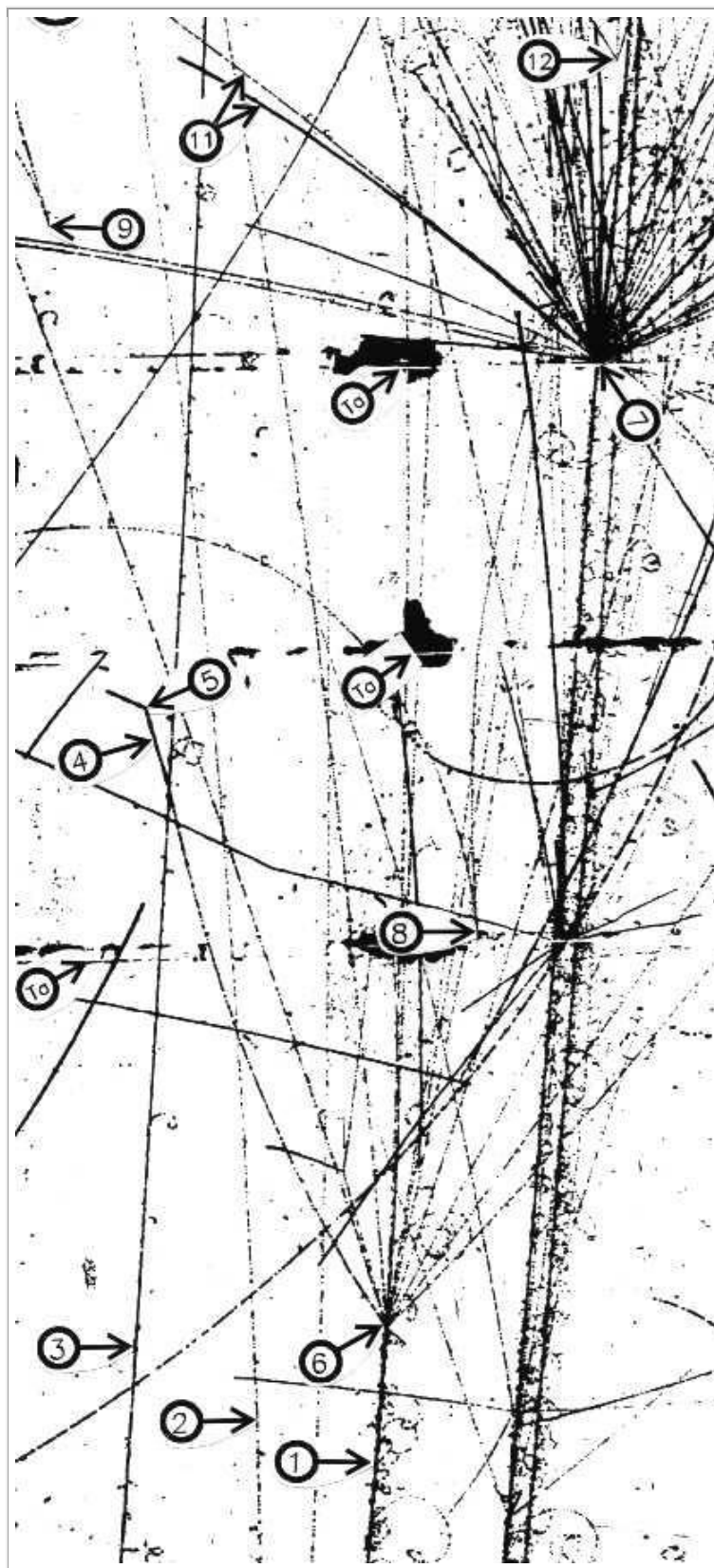
Widzimy, że intensywność emitowanego strumienia fotonów jest proporcjonalna do liczby atomowej materiału anody oraz kwadratu przyłożonego napięcia.. Zależności te ilustrują rysunki 3.4.4a,b.

Zauważamy, że wraz ze wzrostem napięcia na lampie wzrasta intensywność oraz przesuwa się ku mniejszym wartościom graniczna długość fali w ciągłym widmie promieniowania rentgenowskiego. Wraz ze wzrostem liczby atomowej materiału tarczy wzrasta intensywność promieniowania, ale nie zmienia się wartość częstotliwości granicznej.

Własności oddziaływania promieniowania rentgenowskiego z materią są takie same jak omawiane już własności oddziaływania z materią promieniowania gamma, bowiem oba rodzaje promieniowania są promieniowaniem elektromagnetycznym. Różnica jest jedynie w długościach fali z czym związane jest prawdopodobieństwo zachodzenia różnych procesów. Dla promieniowania rentgenowskiego dominującym procesem jest efekt fotoelektryczny.

3.8. Przegląd procesów oddziaływania cząstek z materia

Przedstawiona poniżej fotografia, pokazuje ślady cząstek elementarnych i fragmentów jądrowych zarejestrowanych w dwumetrowej komorze pęcherzykowej wypełnionej ciekłym propanem, C_3H_8 i umieszczonej w polu magnetycznym. Komora naświetlona była wiązką jąder węgla o pędzie $4.2 \text{ GeV}/c$ na nukleon. Tory cząstek dodatnich zakrzywione są w lewą stronę, cząstek o ładunku ujemnym - w prawo. W komorze znajdowały się trzy płytki z tantalu o grubości 1mm. Zdjęcie pochodzi z Laboratorium Wysokich Energii Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych (ZIBJ) w Dubnej koło Moskwy. Wykonane było w latach osiemdziesiątych ubiegłego wieku.



(12) - Punkt oddziaływania neutronu, tzw. "gwiazda neutralna".

(11) - Tory cząstek: lekkiej i szybkiej - prosty i jasny; ciężkiej i powolnej - zakrzywiony i ciemny.

(9) - Punkt konwersji fotonu na parę (elektron-pozyton).

(Ta) - Płytką tantalową

(7) - Punkt oddziaływania jądra Węgla z jądrem Tantanu ($C+Ta$). W wyniku rozbicia ciężkiego jądra tantalu następuje emisja wielu cząstek i fragmentów jądrowych.

(8) - Piękny przykład konwersji fotonu w płytce tantalowej. Tor zakrzywiony w lewą stronę należy do pozytonu - cząstki antymaterii.

(4),(5) - Tor mezonu pi o ładunku ujemnym. Gęstość jonizacji zwiększa się przy końcu toru, potem następuje wychwyt mezonu i jego pochłonięcie połączone z emisją protonu.

(6) - Punkt oddziaływania z jądrem węgla ($C+C$).

(1),(2),(3) - tory - odpowiednio: jądra węgla, protonu, cząstki alfa. (różnica w jonizacji; na torze jądra węgla widać zakrzywione w prawą stronę tory tzw. elektronów delta).

Rys. 3.5.1 Ślady cząstek i fragmentów jądrowych zarejestrowanych w dwumetrowej komorze pęcherzykowej wypełnionej ciekłym propanem, C_3H_8 i umieszczonej w polu magnetycznym. Komora naświetlona była wiązką jąder węgla o pędzie 4.2 GeV/c na nukleon w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnej k. Moskwy

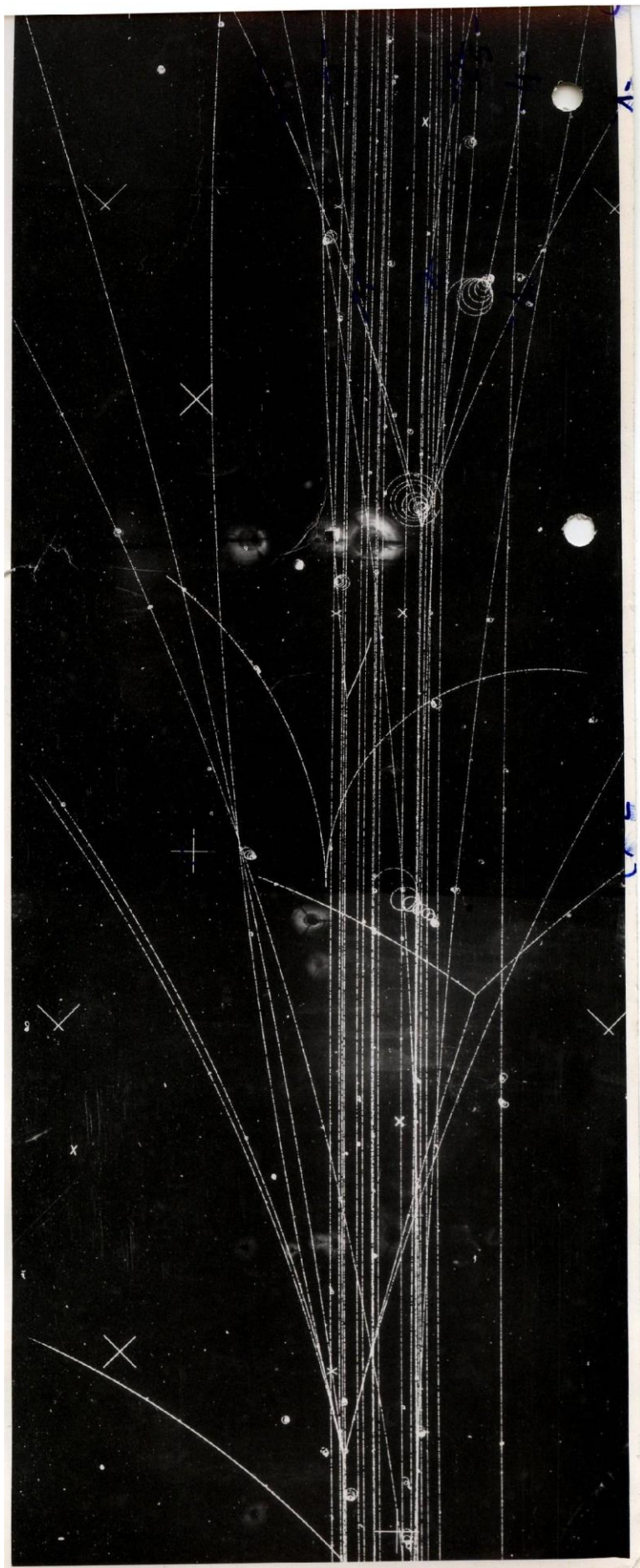
Na tej jednej fotografii zgromadzone jest wyjątkowo dużo przykładów oddziaływania cząstek naładowanych, a także neutralnych, z materią. Poszczególne efekty są na rysunku zaznaczone, ponumerowane i krótko objaśnione.

Kilka uwag natury ogólnej.

1. Fotografia pokazuje jedno z setek tysięcy zdjęć wykonanych w ramach jednego z programów naukowych Laboratorium Wysokich Energii ZIBJ. Celem tego programu było badanie mechanizmów oddziaływań hadronów i jader atomowych przy najwyższych w owym czasie energiach. Statystyczny charakter badanych zjawisk wymuszał potrzebę wykonania analizy wielkiej liczby zdarzeń.
2. Komora fotografowana była równocześnie przez sześć aparatów fotograficznych w celu uzyskaniu obrazu stereoskopowego umożliwiającego wykonanie rekonstrukcji geometrycznej w trzech wymiarach. Trzy projekcje traktowane były jako główne i trzy jako pomocnicze. Zdjęcia były analizowane w Dubnej i współpracujących laboratoriach, do których należy także Wydział Fizyki Politechniki Warszawskiej.
3. Każdy zestaw zdjęć odnoszących się do jednego zdarzenia był analizowany oddzielnie i w trzech głównych projekcjach przez zespół składający się z fizyka i laboranta. Zdjęcia przeglądane były w dużym powiększeniu na specjalnie do tego celu skonstruowanych stołach skaningowych. Sporządzany był szkic przeznaczonych do dalszej analizy śladów, na którym zaznaczone były ślady i charakterystyczne punkty przeznaczone do pomiaru współrzędnych.
4. Pomiar zaznaczonych śladów i punktów wykonywany był z pomocą specjalnie do tego celu skonstruowanych mikroskopów pomiarowych z automatycznym mechanizmem kodowania zmierzonych współrzędnych. Wyniki zapisywane były na taśmach perforowanych i stanowiły dane wejściowe do dalszej analizy z pomocą komputera.
5. Wszystkie te etapy analizy zastąpione są obecnie rejestracją wykonywaną z pomocą detektorów posiadających możliwości zapamiętywania informacji o współrzędnych punktów na śladach cząstek jonizujących. Detektorem najbardziej zbliżonym swymi możliwościami do możliwości komór pęcherzykowych jest „komora projekcji czasowej” (Time Projection Chamber, TPC), zwana też niekiedy „elektroniczną komorą pęcherzykową”. W TPC zapisywana jest informacja w trzech wymiarach włącznie z danymi dotyczącymi gęstości jonizacji na śladach cząstek. Umożliwia to nie tylko rekonstrukcje geometryczną, ale także identyfikacje cząstek w szerokim zakresie ich pędów i mas.

Zjawisko jonizacji prowadzące do uwalniania ładunków elektrycznych jest podstawą wielu technik detekcyjnych. Wśród nich wyróżnić należy dwie: metody śladowe, gdzie rejestrowany jest kształt przebiegu cząstki w obszarze detektora, i metody impulsowe, gdzie rejestrowane są impulsy elektryczne spowodowane zjawiskiem jonizacji.

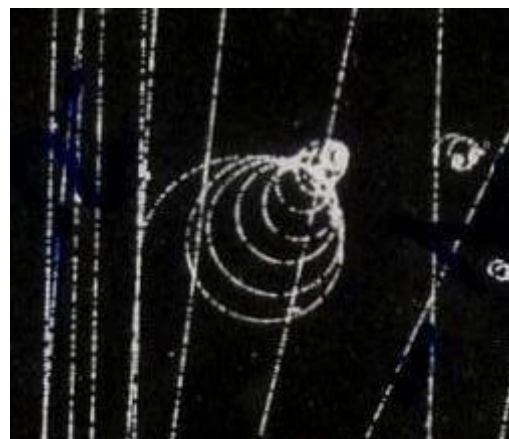
Na kilku ilustracjach poniżej pokazane są ślady cząstek uzyskane w różnych detektorach śladowych, demonstrując charakterystyczne cechy oddziaływania różnych cząstek z różnymi ośrodkami oraz różne metody rejestracji.



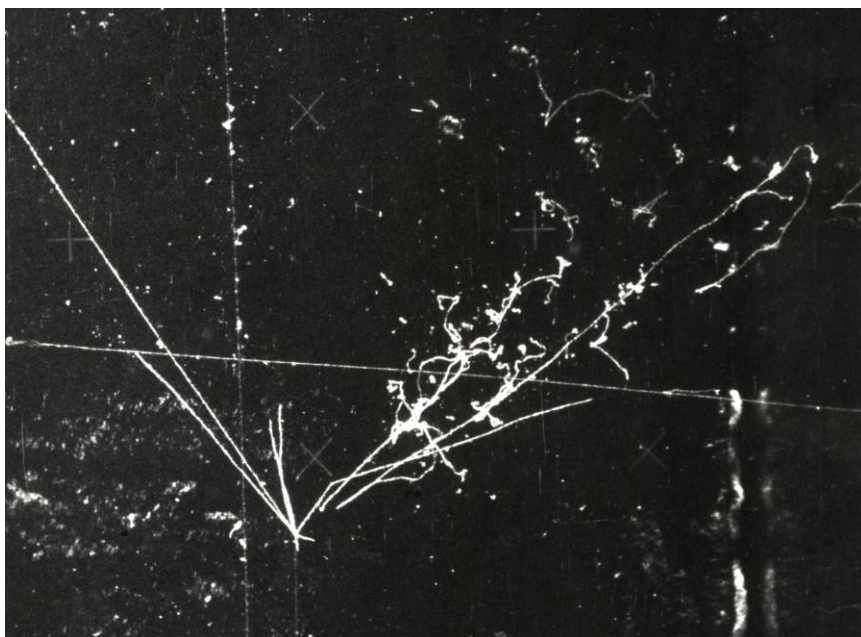
Rys. 3.5.2 Fotografia śladów cząstek naładowanych w komorze pęcherzykowej wypełnionej ciekłym wodorem i umieszczonej w polu magnetycznym

Na fotografii widoczny jest wyraźnie punkt konwersji fotonu na parę elektron-pozyton, oraz rozproszenie elastyczne cząstki naładowanej. Spiralne ślady należą do wybitych elektronów, tzw. elektronów delta.

Spiralny kształt toru jest rezultatem strat jonizacyjnych, co ilustruje **Rys. 3.5.2a** Będący wycinkiem rysunku Rys. 3.5.2.



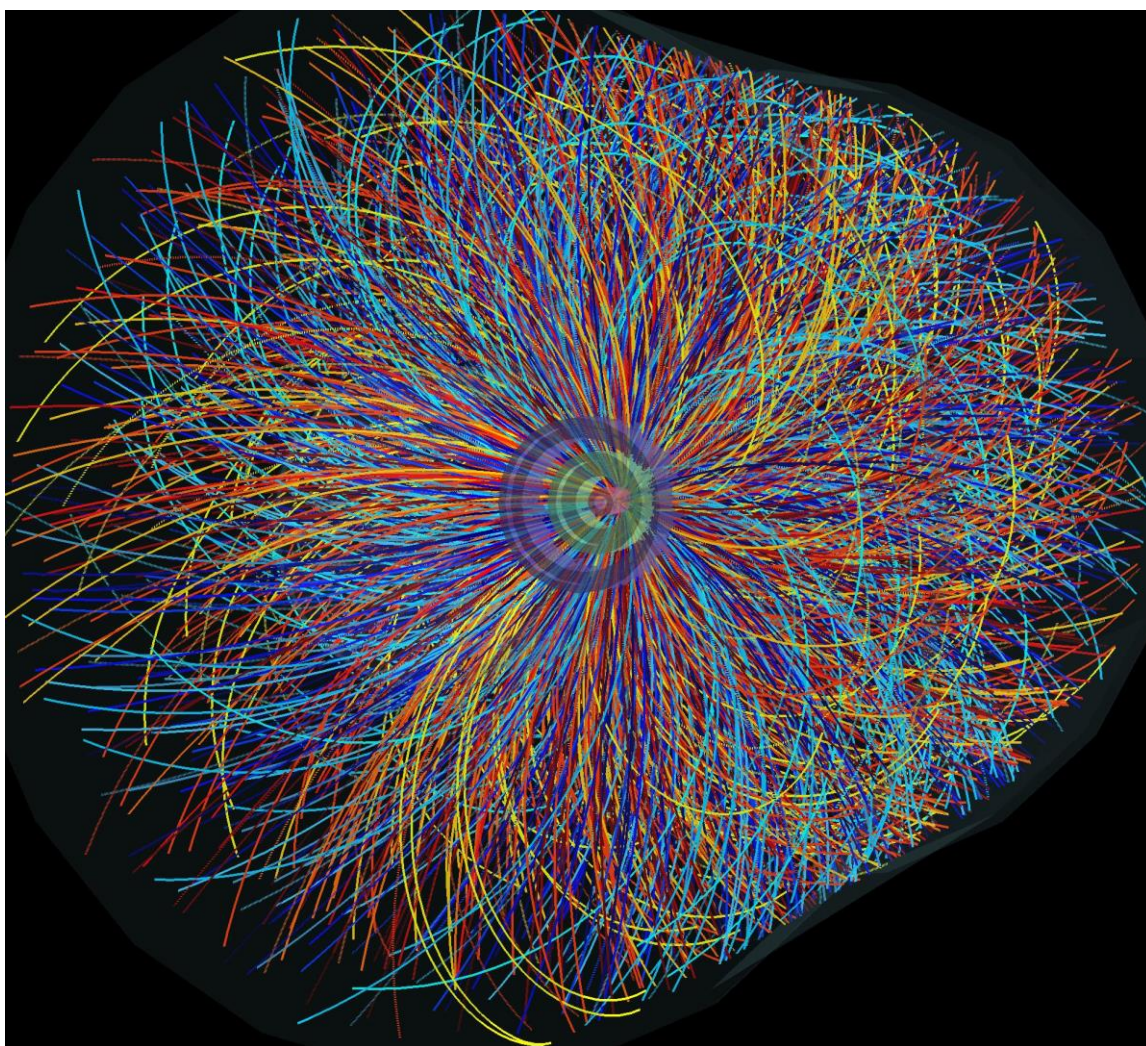
Rys. 3.5.2a Ślad elektronu delta w komorze wodorowej



Rys. 3.5.3

Fotografia śladów cząstek w komorze pęcherzykowej wypełnionej ciekłym ksenonem.

Ślady względnie proste pozostawiają ciężkie cząstki naładowane o masie dużo większej od masy elektronu. Ślady elektronów są kręte, co jest rezultatem ich małej masy i w konsekwencji, silnych . rozprożeń wielokrotnych

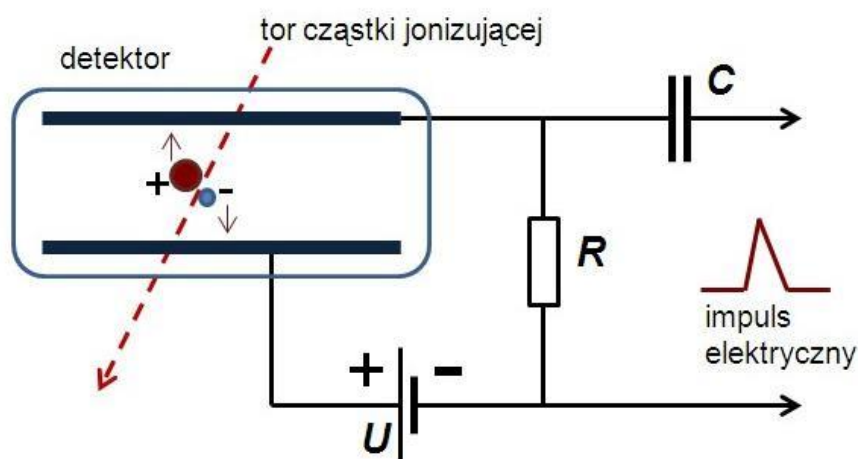


Rys. 3.5.4. Wizualizacja śladów cząstek naładowanych rejestrowanych metodą elektroniczną w detektorze ALICE w CERN

3.9 Zasada działania detektorów jonizacyjnych

Promieniowanie jonizujące uwalnia w procesie jonizacji ładunki elektryczne, które mogą przemieszczać się pod wpływem pola elektrycznego. Krótkotrwały ruch ładunków elektrycznych, to impuls elektryczny, który może zostać zarejestrowany w układach elektronicznych. Na tej zasadzie opiera się działanie detektorów jonizacyjnych.

Na Rys.3.5.5 pokazany jest schemat typowego detektora jonizacyjnego. W niewielkim naczyniu wypełnionym gazem znajdują się dwie elektrody podłączone do źródła napięcia U przez opór o dużej wartości R . W obwodzie prąd nie płynie bowiem elektrody nie są ze sobą połączone. Kiedy jednak przez obszar detektora przebiegnie cząstka jonizująca, uwolnione wskutek jonizacji elektrony zaczną poruszać się w kierunku elektrody dodatniej, a dodatnio naładowane jony, w kierunku ujemnej. Spowoduje to krótkotrwały przepływ prądu i pojawienie się różnicy potencjałów na oporniku R . Ten impuls napięciowy zostanie przepuszczony przez kondensator C (który blokuje składową stałą napięcia elektrycznego) i zostanie zarejestrowany w dalszej części układu pomiarowego.



Rys.3.5.5. Schemat typowego detektora jonizacyjnego

Istnieje wiele odmian detektorów jonizacyjnych. Zauważmy, że impuls napięciowy będzie tym większy, im więcej jonów pojawi się w detektorze wskutek jonizacji, czyli im więcej energii straci cząstka na jonizację w detektorze. To bardzo cenna informacja, bo straty energii zależą zarówno od rodzaju cząstki, jak i od jej energii. Na takiej zasadzie działają **komory jonizacyjne**. Możliwe jest także wzmocnienie impulsu na wyjściu detektora poprzez przyłożenie do elektrod napięcia na tyle dużego, by przyspieszone elektrony spowodowały wtórne akty jonizacji. Układy z takim wzmocnieniem gazowym – to **liczniki proporcjonalne**. Przyłożenie jeszcze wyższego napięcia spowoduje lawinową jonizację. Impuls na wyjściu będzie wtedy duży i łatwy do zarejestrowania, ale jego wysokość nie będzie już proporcjonalna do energii straconej przez cząstkę w detektorze. Działające na tej zasadzie układy, to **liczniki Geigera-Millera**. W detektorach półprzewodnikowych wykorzystuje się złącza „p-n” spolaryzowane w kierunku zaporowym, zaś uwolniony wskutek jonizacji ładunek powoduje krótkotrwały przepływ prądu i impuls elektryczny. W detektorach scyntylacyjnych zliczane są mikroskopijne błyski świetlne, a sygnał elektryczny wzmacniany jest w urządzeniach zwanych fotopowielaczami, We wszystkich tych przypadkach cały proces detekcji inicjowany jest zjawiskiem jonizacji.