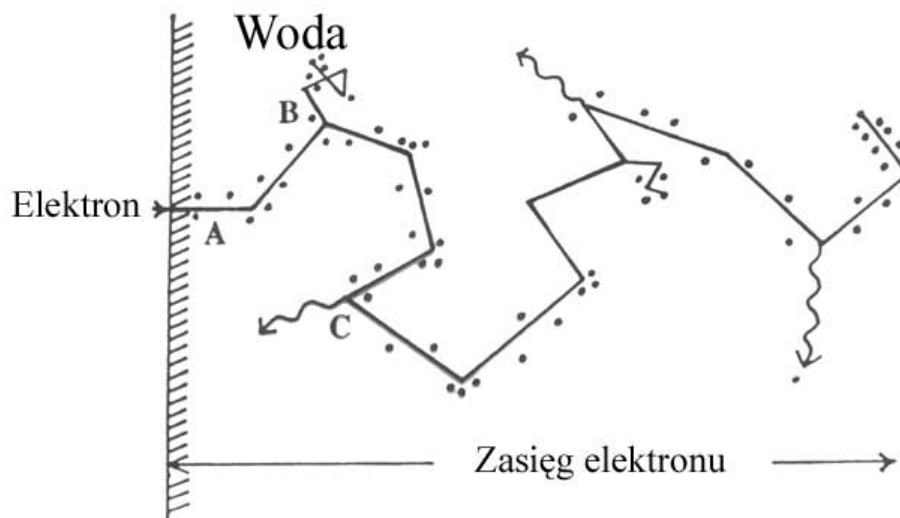


## ROZDZIAŁ II. PRZECHODZENIE CZĄSTEK NAŁADOWANYCH PRZEZ MATERIE

### 2.1 Zasięg

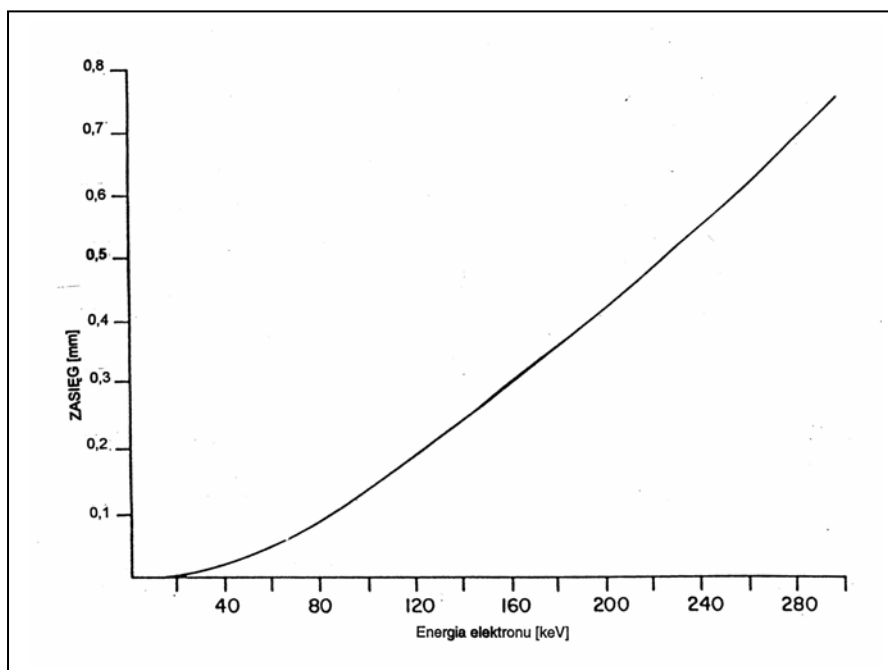
Cząstki alfa, protony czy elektrony na swojej drodze w materii napotykają jądra i elektrony i zderzają się z nimi. W wyniku zderzeń przekazują część lub całość swej energii do obiektu, z którym się zderzają. W trakcie zderzeń cząstka padająca może zmienić kierunek - mówimy wtedy o rozpraszaniu. Szczególnie prawdziwe jest to dla elektronów, które na swojej drodze przez materię potrafią zmienić wielokrotnie kierunek, tracąc w trakcie kolejnych zderzeń część swej energii (rys. 2.1). Całkowita utrata energii jest równoznaczna z zatrzymaniem się cząstki. Biorąc pod uwagę możliwość drogi zygzakowatej, przez *zasięg* nie będziemy rozumieli długości całej przebytej drogi, ale tylko odległość liczoną wzdłuż początkowego kierunku padania cząstki.



**Rys. 2.1 Przechodzenie elektronów przez wodę: elektron na swej drodze nie tylko ulega rozproszeniom, w wyniku których może powstać tzw. promieniowanie hamowania; elektron jonizuje także ośrodki**

Szczególnie interesującym nas procesem jest wybijanie elektronów z atomów, tj. jonizacja ośrodka. Należy przy tym mieć na uwadze, że elektron wybity z atomu może mieć energię

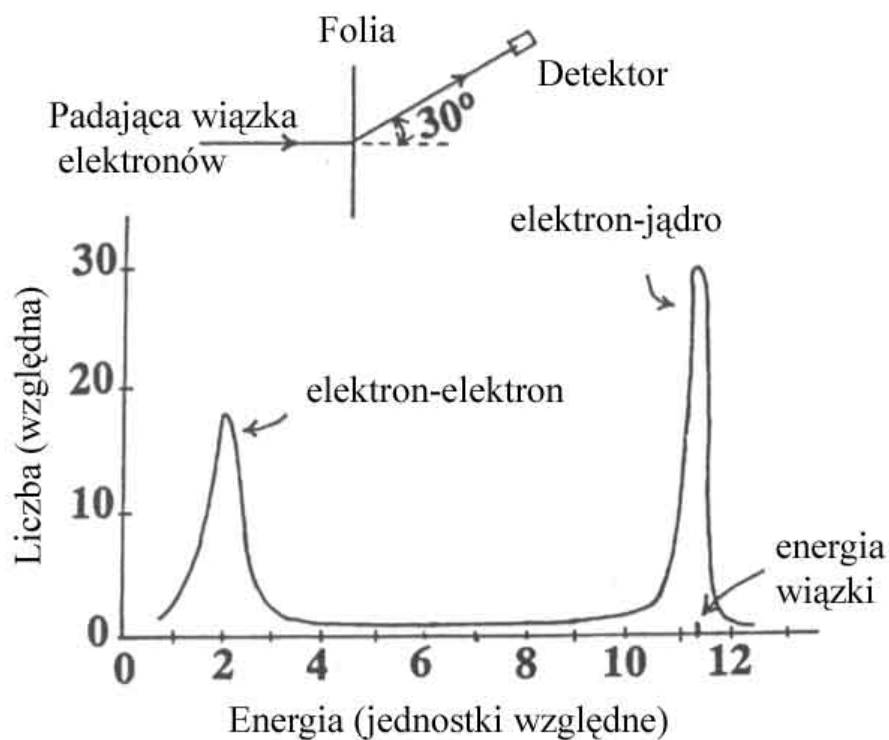
wystarczającą do jonizowania innych atomów na swej drodze. Elektrony takie, dla odróżnienia od elektronów z wiązki padającej, nazywamy *elektronami  $\delta$* . Pełnią one bardzo istotną rolę w jonizacji ośrodka. Zależność zasięgu elektronów w wodzie od ich energii pokazuje rys. 2.2.



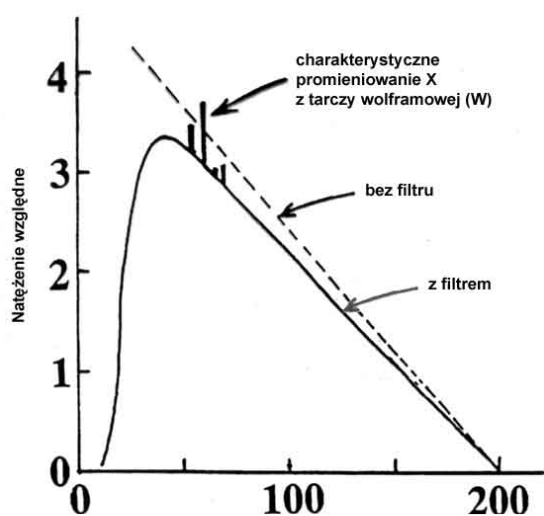
**Rys. 2.2 Zasięg elektronów w wodzie w funkcji ich energii**

O kształcie drogi cząstki jak i jej zasięgu w materii decyduje sposób oddziaływania z elektronami i jądrami. Inny efekt będzie miało zderzenie elektronu z elektronem, a inny zderzenie elektronu z ciężkim jądrem. Ciężka cząstka alfa obdarzona dwukrotnie większym niż elektron ładunkiem będzie silniej jonizować ośrodek niż sam elektron o tej samej energii. Dla przykładu rys. 2.3 pokazuje wynik przechodzenia wiązki elektronów o początkowej energii 15,7 MeV i przekroju poprzecznym mniejszym niż  $1 \text{ mm}^2$  przez cienką folię węglową. W eksperymencie obserwowano elektrony rozproszone pod kątem  $30^\circ$ . Przede wszystkim rzuca się w oczy, iż rozproszone elektrony charakteryzują się pewnym szerokim widmem energetycznym, przy czym najwięcej elektronów traci energię w wyniku zderzeń z elektronami atomów, podczas których to zderzeń utrata energii przez pojedynczy elektron jest stosunkowo duża, a więc energia elektronów rozproszonych - mała. Drugie maksimum widoczne w widmie jest związane z utratą energii elektronów przy zderzeniach z jądrami. W wyniku tych ostatnich zderzeń elektron może zmienić swój kierunek niemal w dowolny

sposób i dlatego wąska wiązka elektronów może zostać łatwo rozproszona i utworzyć wiązkę szeroką, który to efekt wykorzystywany jest w szczególności w praktyce klinicznej.



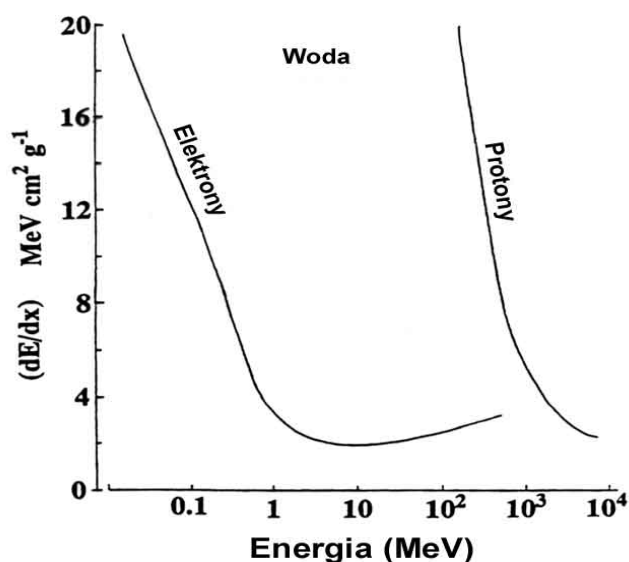
Rys. 2.3 Przechodzenie wiązki elektronów o początkowej energii 15,7 MeV i przekroju ok.  $1 \text{ mm}^2$  przez cieką folię węglową



*Zdolność hamowania*, rozumiana jako zmiana energii  $\Delta E$  przypadająca na jednostkę długości przebytej drogi  $\Delta x$  (patrz paragraf 2.4) jest związana zarówno z procesami rozpraszania, jak i z wytworzeniem *promieniowania hamowania*.

Rys. 2.4 Widmo promieniowania rentgenowskiego

To ostatnie powstaje, gdy obdarzona ładunkiem cząstka porusza się ruchem przyspieszonym. W cyklotronach, w których elektrony lub protony poruszają się po torach kołowych, działa na nie przyspieszenie dośrodkowe, w wyniku którego powstaje tzw. **promieniowanie synchrotronowe**, obecnie intensywnie wykorzystywane w badaniach materii, a także w medycynie. O ile promieniowanie synchrotronowe tworzy się w próżni, promieniowanie hamowania tworzy się w materii, w której naładowane cząstki zmieniają swój tor w trakcie oddziaływania z elektronami i jądrami atomów ośrodka. Promieniowanie hamowania ma ciągły rozkład energii zależny od pierwotnej energii cząstki padającej. Szczególnie łatwo obserwować je w emisji promieniowania rentgenowskiego z typowej lampy rentgenowskiej (rys. 2.4).



**Rys. 2.5 Zdolność hamowania wody dla elektronów i protonów**

Rys. 2.5 pokazuje zdolność hamowania dla rozprożeń elektronów i protonów w wodzie. Widać wyraźną różnicę zdolności hamowania elektronów i protonów wynikającą z różnicy mas obu cząstek. Ponadto łatwo zauważyć, że zdolność hamowania spada szybko ze wzrostem energii cząstki i przechodzi przez pewne stosunkowo płytkie minimum. Duże wartości zdolności hamowania w obszarze niskich energii powodują, iż cząstka spowolniona w materii będzie ją jonizować silniej.

Z punktu widzenia osłon przed promieniowaniem, silna jonizacja ośrodka przez cząstki alfa powoduje, iż zatrzymują się one na bliskich odległościach (nawet mikronowych) w materii skondensowanej. Jako przykład osłony przed promieniowaniem  $\alpha$  z rozpadów promieniotwórczych podaje się często kartkę papieru. Zasięgi cząstek alfa i beta w powietrzu i w niektórych materiałach podane są odpowiednio w tabelach 2.1 i 2.2. Widać, że dla osłonięcia się przed promieniowaniem  $\beta$  wystarcza materiał złożony z lekkich pierwiastków (plastik, blaszka aluminiowa itp.) o grubości nie przekraczającej z reguły kilku milimetrów. Użycie materiałów o dużej liczbie atomowej  $Z$  grozi jednak powstawaniem promieniowania hamowania (szczególnie intensywnego w ośrodku o dużym  $Z$ ), które efektywnie zmniejsza użyteczność takiego materiału jako osłony.

**Tabela 2.1. Zasięg cząstek  $\alpha$  (alfa) w różnych materiałach**

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

**Tabela 2.2 Zasięg elektronów w różnych materiałach**

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

## 2.2 Oddziaływanie fotonów z materią

Ogólnie biorąc, oddziaływanie fotonów z materią jest znacznie słabsze niż oddziaływanie naładowanych cząstek, o czym przekonujemy się z faktu, że - przy tej samej energii promieniowania - promieniowanie X i  $\gamma$  jest bez porównania bardziej przenikliwe. Ponadto powoduje ono, że trudno jest tym razem mówić o konkretnym miejscu oddziaływania fotonu; miejsce to określane jest w sposób czysto statystyczny i jedyne, co możemy powiedzieć, to jaka część fotonów miała udział w konkretnym oddziaływaniu na określonej drodze. Pojęcie zasięgu traci po prostu sens.

Wielkością charakteryzującą oddziaływanie promieniowania  $\gamma$  z materią jest liniowy współczynnik absorpcji,  $\mu$ , lub tzw. **grubość połówkowa** warstwy, HVL (*half-value layer*). Wielkości te definiujemy poprzez efekt osłabiania promieniowania przy przejściu przez warstwę o danej grubości  $x$ . Ponieważ każda warstwa o identycznej grubości przepuszcza taki sam ułamek fotonów (rys. 2.6), liczba fotonów, która przenika tę warstwę,  $N(x)$  wynosi

$$\frac{N(x)}{N_0} = e^{-\mu x} \quad (2.1)$$

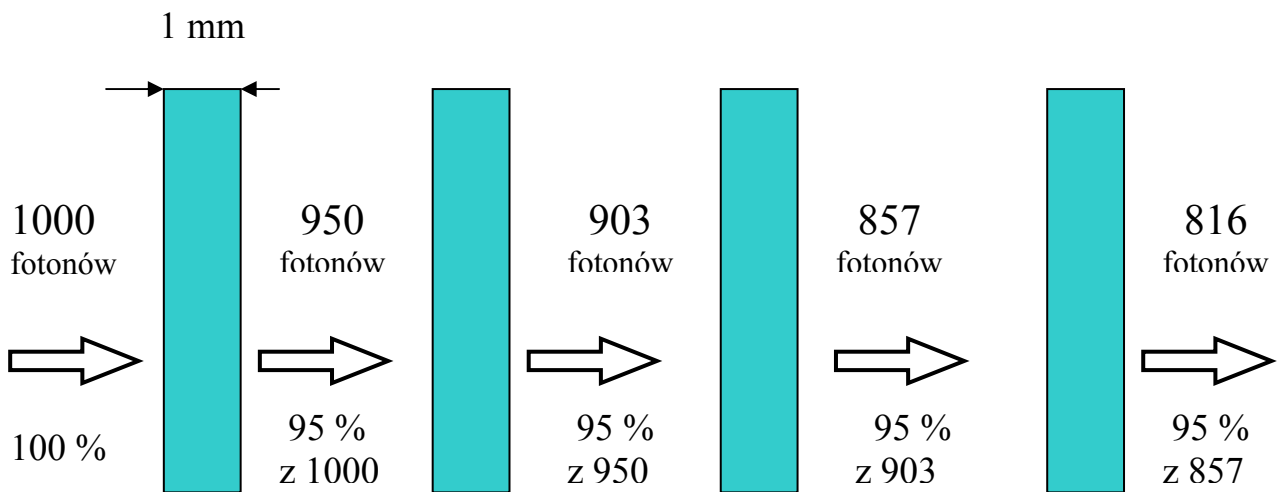
$N_0$  oznacza tu liczbę padających fotonów, a  $\mu$  – liniowy współczynnik pochłaniania, który mierzymy w  $\text{cm}^{-1}$  (gdy grubość  $x$  mierzymy w cm). Jest on miarą prawdopodobieństwa oddziaływania i jest także proporcjonalny do gęstości materii (w szczególności – liczby elektronów w jednostce objętości).

Grubość, dla której

$$\frac{N(x)}{N_0} = \frac{1}{2} \quad (2.2)$$

nazywamy grubością połówkową:  $x = \text{HVL}$ . Można pokazać, że

$$\text{HVL} = \frac{0.693}{\mu} = \frac{\ln 2}{\mu} \quad (2.3)$$



Rys. 2.6 Przechodzenie fotonów przez kolejne, identyczne warstwy materii

Np. dla energii 140 keV, grubość połówkowa w używanym do detekcji promieniowania kryształach NaI(Tl) wynosi ok. 3 mm, dla kości wynosi ona 12 mm, dla tkanki miękkiej 30 mm, a dla ołowiu 0,15 mm. Czasami wygodnie jest posługiwać się nie tyle liniowym, ile tzw. **masowym współczynnikiem pochłaniania**, wyrażającym prawdopodobieństwo oddziaływania promieniowania z jednostką masy materiału. Współczynnik ten [w  $\text{cm}^2/\text{g}$ ] otrzymujemy dzieląc liniowy współczynnik pochłaniania przez gęstość materiału  $\rho$  [ $\text{g}/\text{cm}^3$ ]:

$$\mu_{\text{mass}} = \mu/\rho \quad (2.4)$$

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

$$\mu_{\text{atom}} = \mu_{\text{mass}}/(N_{\text{Av}}/A), \quad (2.5)$$

gdzie  $N_{\text{Av}}$  oznacza liczbę Avogadro, a  $A$  – liczbę masową ośrodka. Atomowy współczynnik pochłaniania mierzymy w  $\text{cm}^2$ .

Podstawowymi mechanizmami oddziaływania fotonów z materią są:

- Oddziaływanie fotoelektryczne,
- Oddziaływanie Comptonowskie,
- Tworzenie par elektron – pozyton.

Poszczególne procesy omówimy niżej. Uprzedzając materiał wspomnimy tylko, że masowe współczynniki pochłaniania zmieniają się jak  $Z^3$ ,  $Z^0$  i  $Z$ , odpowiednio dla procesów fotoelektrycznego, komptonowskiego i tworzenia par. Jeśli więc dominuje efekt Comptona, wówczas każdy gram materiału, bez względu, czy będzie nim woda, tkanka, jodyna, kość, czy ołów, będzie pochłaniał promieniowanie  $\gamma$  w taki sam sposób.

### 2.2.1. Efekt fotoelektryczny

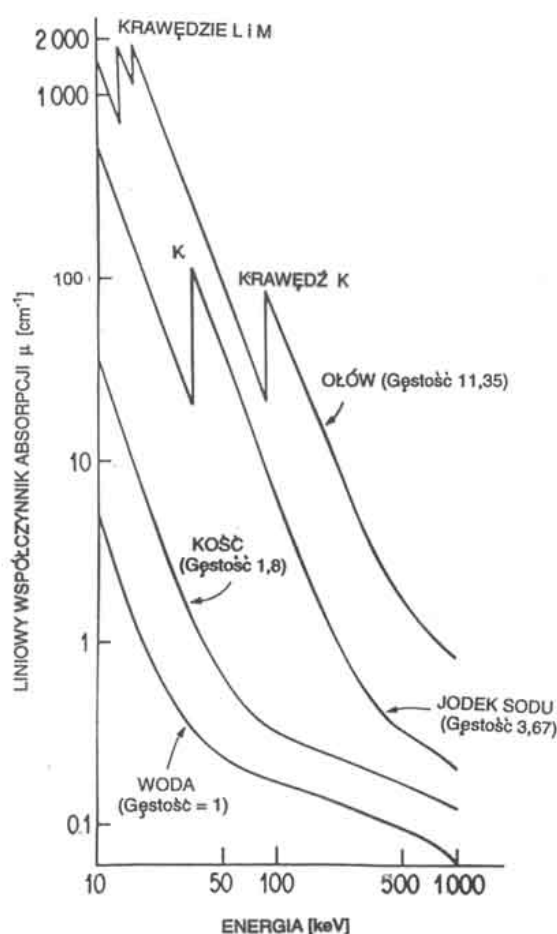
Efekt fotoelektryczny polega na przekazaniu elektronowi związanemu w atomie całej energii padającego fotonu. Wiązanie elektronu z atomem zostaje wtedy zerwane, a sam elektron zostaje wyrzucony poza obręb atomu z energią kinetyczną równą energii fotonu pomniejszonej o energię wiązania elektronu.

Utworzony w wyniku efektu fotoelektrycznego pusty stan na wewnętrznej powłoce K, L lub M, zostaje stopniowo zapelniany przez elektrony z wyższych poziomów. Przy takim “spadaniu” elektronu z poziomu wyższego na niższy emitowane jest promieniowanie charakterystyczne X lub elektron Auger’a. Z kolei, elektron wybity z atomu w procesie fotoelektrycznym traci swą energię na jonizację ośrodka i wzbudzenie elektronów, z którymi oddziałuje na swej drodze.

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



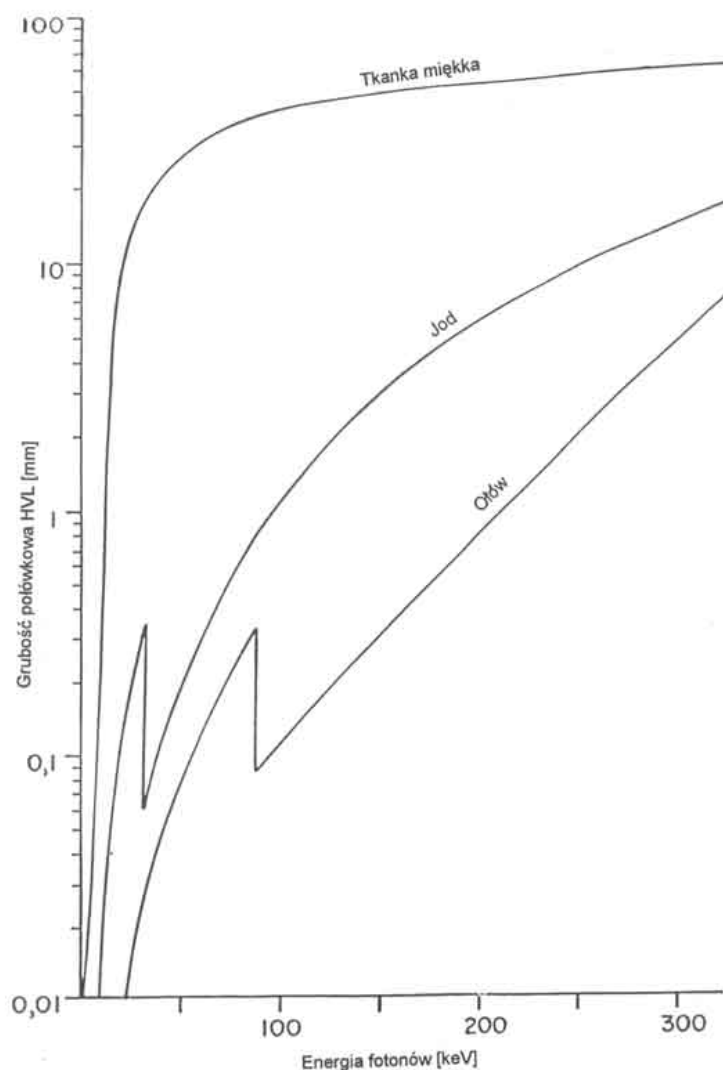
zjawiska fotoelektrycznego przy energii 90 keV jest sześciokrotnie większe niż przy energii 80 keV i zbliżone do wartości odpowiadającej energii 45 keV (patrz rys. 2.7).



**Rys. 2.7 Zależność liniowego współczynnika absorpcji ( $\mu$ ) od energii fotonów dla różnych materiałów**

Prawdopodobieństwo zajścia zjawiska fotoelektrycznego zależy też silnie od liczby atomowej  $Z$  ośrodka. Zmienia się ono bowiem jak  $Z^4$ . Zależność liniowego współczynnika pochłaniania<sup>1</sup>, jak i grubości połówkowej, od energii fotonów i rodzaju materiału przedstawione są na rys.2.7 i rys. 2.8.

<sup>1</sup> W literaturze naukowej często odróżnia się proces absorpcji, a więc pochłaniania promieniowania, od procesu osłabiania promieniowania. W istocie rzeczy chodzi tu jedynie o to, że fotonu nie da się zatrzymać – może on tylko przekazać całość lub część swej energii na któryś z omawianych tu procesów. W wyniku całkowitego przekazania energii foton znika – następuje absorpcja. Osłabienie wiązki (jej natężenia mierzonego w kierunku wiązki padającej) jest przede wszystkim wynikiem rozpraszania fotonów w materii.



**Rys. 2.8 Zależność grubości połówkowej HVL od energii fotonów w różnych materiałach**

Czasem oprócz grubości połówkowej wprowadza się też grubość dziesiątą, TVL, przy której natężenie promieniowania jest osłabione do 1/10 początkowej wartości. Grubość ta wynosi w przybliżeniu  $3,32HVL$ . Niektóre typowe wartości przedstawione<sup>2</sup> są w Tabeli 2.3.

<sup>2</sup> Wg. R.A.Powsner, E.R.Powsner, *Essentials Nuclear Medicine Physics*, Blackwell Publishing (2006)

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

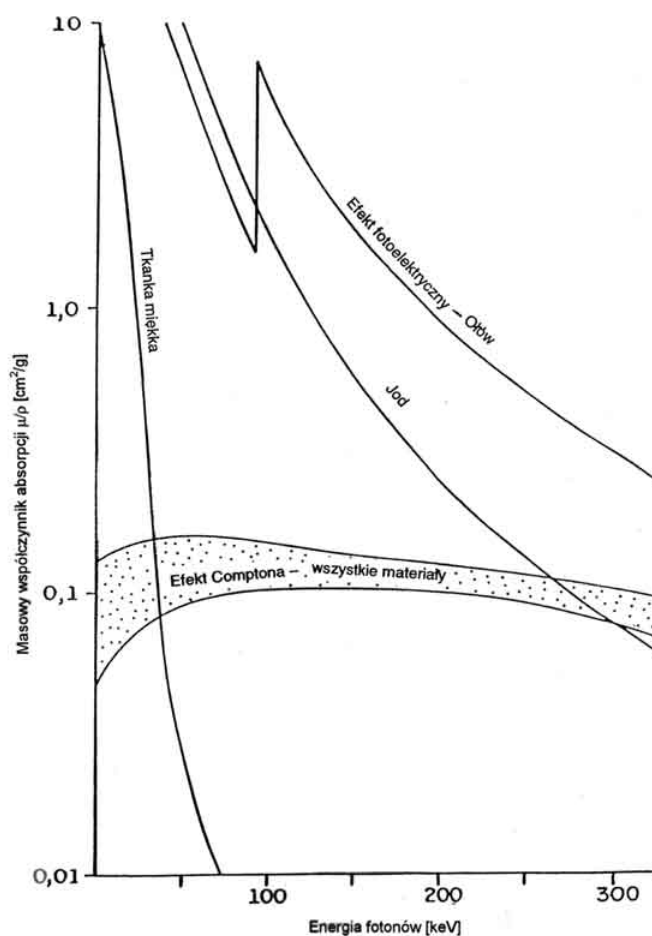
| Nuklid            | $E_g$ [keV] | HVL [cm] | TVL [cm] | $\mu$ [ $\text{cm}^{-1}$ ] |
|-------------------|-------------|----------|----------|----------------------------|
| $^{99m}\text{Tc}$ | 140         | 0,03     | 0,10     | 23,10                      |
| $^{67}\text{Ga}$  | 89 – 389    | 0,10     | 0,22     | 6,93                       |
| $^{123}\text{I}$  | 156         | 0,13     | 0,13     | 17,30                      |
| $^{131}\text{I}$  | 364         | 1,00     | 1,00     | 2,31                       |

### 2.2.2. Efekt Comptona

Podczas zderzenia fotonu z elektronem foton może zachować się również, jak kula bilardowa i przekazać elektronowi tylko część swej energii. Mówimy wtedy o **rozpraszaniu komptonowskim**. Energia przekazana elektronowi, a więc i tracona przez foton zależy wtedy od kąta pomiędzy kierunkami padającego i rozpraszanego fotonu. Przy rozpraszaniu na wprost energia fotonu po rozproszeniu jest taka sama, jak przed rozproszeniem, natomiast rozpraszanie wstecz zachodzi z różnym prawdopodobieństwem. Proporcja udziałów procesu fotoelektrycznego i comptonowskiego zależy silnie od liczby masowej materiału i energii użytego promieniowania. Wkład efektu fotoelektrycznego i comptonowskiego w masowy współczynnik absorpcji dla różnych energii fotonów i różnych materiałów pokazany jest na rys. 2.9. Więcej szczegółów dotyczących tego typu rozpraszania, a także innych oddziaływań promieniowania  $\gamma$  z materią, można znaleźć w paragrafie 2.4.4.

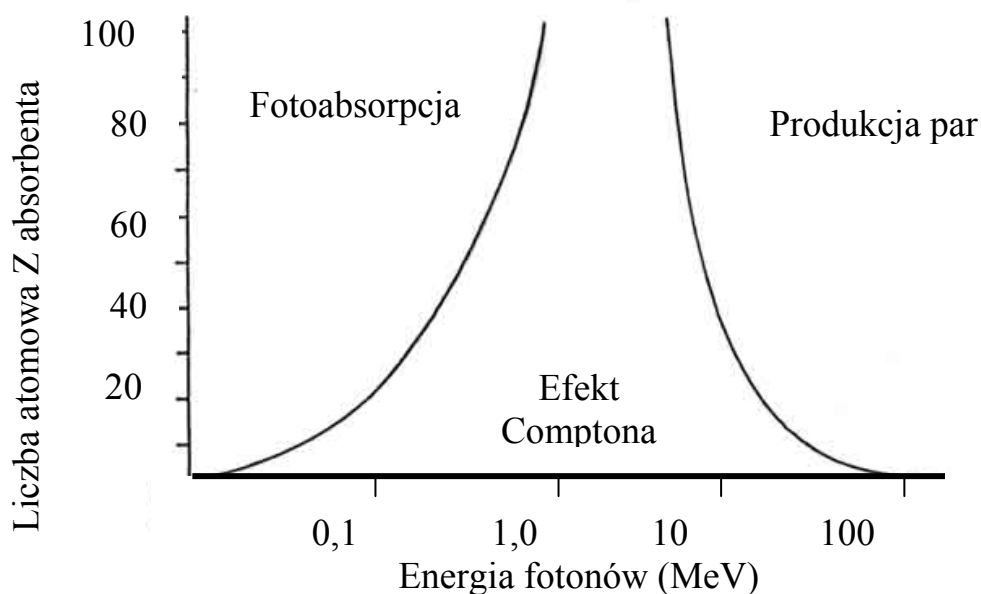
### 2.2.3. Tworzenie par elektron – pozyton

Proces ten występuje dla fotonów o energii równej co najmniej dwóm masom spoczynkowym elektronu, tj. 1,02 MeV, gdyż jest to proces polegający na przemianie części energii fotonu w masę. Powstają wtedy jednocześnie cząstka - elektron i antycząstka – pozyton. Nadmiar energii (ponad wspomniane 1,02 MeV) idzie na nadanie parze odpowiedniej energii kinetycznej. Prawdopodobieństwo takiego procesu rośnie z energią fotonu i jest proporcjonalne do  $Z^2$  ośrodka.



**Rys. 2.9 Wkład efektu fotoelektrycznego i comptonowskiego do masowego współczynnika absorpcji**

Współczynnik absorpcji obliczany na atom ośrodka jest sumą współczynników dla poszczególnych procesów zachodzących w atomie. Tak więc, to co nas interesuje, to efekt wypadkowy. Rysunki 2.7 i 2.8 pokazują w rzeczy samej zależności współczynnika absorpcji (na atom) i grubości połówkowej, uwzględniające efekt fotoelektryczny i efekt Comptona, jako że w obszarze energii pokazanym na rysunkach efekt tworzenia par jest nieznaczny. Dominację poszczególnych procesów w funkcji energii fotonów i liczby atomowej  $Z$  pokazuje rys. 2.10.



**Rys. 2.10** Zmiana dominacji różnych procesów oddziaływania fotonów w absorbencie o danej liczbie atomowej  $Z$ , w funkcji energii

Główne oddziaływania fotonów w niektórych materiałach przedstawia<sup>3</sup> Tabela 2.4.

**Tabela 2.4** Podstawowe oddziaływania fotonów w typowych materiałach

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

<sup>3</sup> Wg. R.A.Powsner, E.R.Powsner, *Essentials Nuclear Medicine Physics*, Blackwell Publishing (2006)

## 2.2.4. Skutki oddziaływania promieniowania X i $\gamma$ w materii

W zasadzie promieniowanie X i  $\gamma$  wywołuje następujące, podstawowe skutki:

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

## 2.3 Promieniowanie neutronowe

Wyswobodzone z jąder neutrony tworzą tzw. promieniowanie neutronowe. Neutrony można wytwarzać na kilka sposobów, z których najstarszym jest reakcja jądrowa cząstek  $\alpha$  z jądrami izotopu berylu  ${}^9_4\text{Be}$ :



Tak wytworzone neutrony służyć mogą wielu badaniom poznawczym. Do otrzymania silnych strumieni neutronów wykorzystujemy **reakcję rozszczepienia** np. jąder  ${}^{235}_{92}\text{U}$ , w której to reakcji tworzą się dwa fragmenty rozszczepienia, tj. jądra o porównywalnej masie oraz 0 – 8 neutronów - średnio 2,4 – neutronów o energii kilku MeV. Biorąc pod uwagę odpowiednie energie wiązania okazuje się, że energia wyzwolona w takiej reakcji jest olbrzymia i wynosi ok. 200 MeV. Jak wielką jest ta energia można uświadomić sobie, gdy porówna się ją z energią wyzwalaną podczas spalania 1 atomu węgla w tlenie – ok. 4 eV. Nic więc dziwnego, że rozszczepienie 1 kg  ${}^{235}\text{U}$  dostarcza  $2 \cdot 10^{10}$  kcal energii, a więc tyle, co

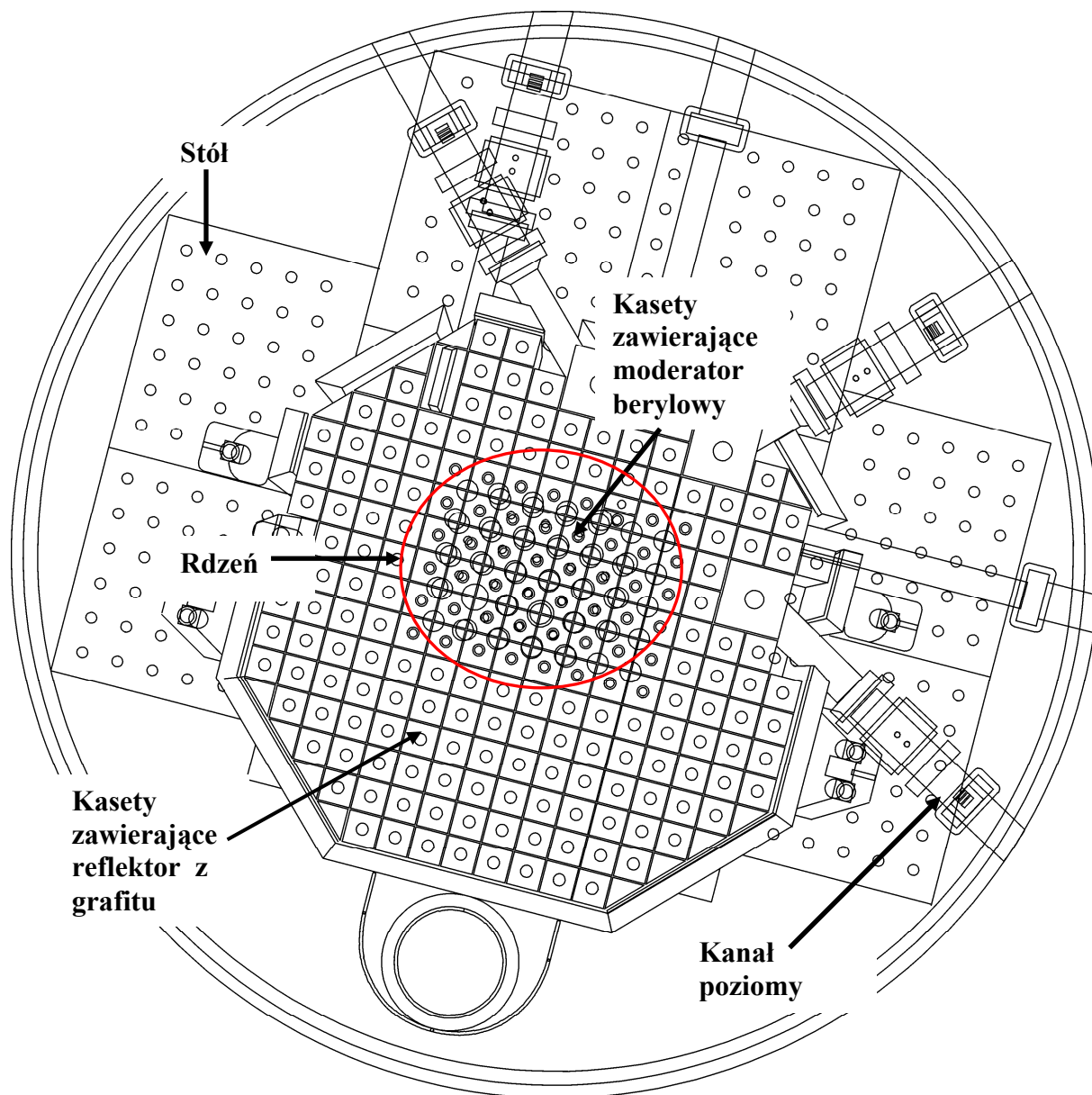
- 3000 ton węgla kamiennego
- 10000 ton węgla brunatnego
- 2300 ton ropy naftowej
- 2250 m<sup>3</sup> gazu ziemnego
- 21000 ton trotylu (TNT)

W klasycznym reaktorze jądrowym reakcję rozszczepienia jąder <sup>235</sup>U wywołują neutrony termiczne o energiach rzędu 1 – 100 meV. Paliwem jest uran wzbogacony w <sup>235</sup>U w ok. 30% (w reaktorach badawczych) i typowo ok. 2% w reaktorach energetycznych. Dla uzyskania odpowiednio dużych strumieni neutronów termicznych stosuje się moderatory – najczęściej wodę, beryl i grafit. Pręty bezpieczeństwa i pręty sterujące wykonywane są z reguły z węglika boru – materiału o dużej wytrzymałości mechanicznej i termicznej oraz wysokim przekroju czynnym na absorpcję neutronów w <sup>10</sup>B. Rys. 2.11 pokazuje rdzeń reaktora MARIA w Świerku, widziany z góry.

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

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

poważnej przeszkody, podczas gdy parafina, zawierająca wodór, który jest bardzo dobrym rozpraszaczem neutronów, stosunkowo słabo przepuszcza neutrony.



Rys.2.11 Widok z góry do basenu reaktora MARIA w Świerku



## 2.4 Ilościowy opis oddziaływań promieniowania jonizującego z materią

### 2.4.1 Jonizacja przez ciężkie cząstki naładowane (hadrony)

*Strata energii na jednostkę drogi:*

$$S = -\frac{dE}{dx} \quad (2.7)$$

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

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_e v^2} NZ \left[ \ln \frac{2m_e v^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right] \quad (2.8)$$

gdzie  $m_e, e$  – masa i ładunek elektronu,

$v, z$  – prędkość i ładunek cząstki,

$N, Z$  – liczba atomów w jednostce objętości i liczba atomowa absorbenta,

$\beta = v/c$  – nieistotnie małe dla nierelatywistycznych prędkości cząstek,

$I$  – średni potencjał jonizacji lub wzbudzenia atomów absorbenta, który opisuje wzór półempiryczny:

$$I = 9,1Z \left( 1 + \frac{1,9}{Z^{2/3}} \right) \text{ eV} \quad (2.9)$$

*Zasięg cząstki X* o liczbie masowej  $A$  i liczbie atomowej  $Z$ :

$$R_x(E/A) = \frac{A}{Z^2} r_p(E/A), \quad (2.10)$$

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

Powyższa relacja (2.10) nie jest słuszna dla niskich energii, kiedy to wychwytywanie elektronów zmienia stan ładunkowy cząstki.

## 2.4.2 Jonizacja przez elektrony prędkie

Elektron w materii traci energię na:

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

Straty energii związane ze zderzeniami opisuje wzór:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_c = \frac{2\pi e^4 NZ}{m_0 v^2} \left[ \ln \frac{m_0 v^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - (\ln 2)(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8}(1 - \sqrt{1-\beta^2})^2 \right] \quad (2.11)$$

Straty radiacyjne (na promieniowanie hamowania) opisane są równaniem:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_r = \frac{NEZ(Z+1)e^4}{137m_0^2c^4} \left( 4 \ln \frac{2E}{m_0c^2} - \frac{4}{3} \right) \quad (2.12)$$

Zatem:

$$\frac{(dE/dx)_r}{(dE/dx)_c} \approx \frac{EZ}{700} \quad (2.13)$$

gdzie energia E jest wyrażona w MeV.

### Absorpcja i zasięg elektronów

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

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (2.14)$$

Masowy współczynnik absorpcji  $\mu/\rho$  dla elektronów jest w przybliżeniu stały i niezależny od właściwości materiału:

$$\mu / \rho = 17E_{\max}^{1,14} \text{ [cm}^2 \text{ / g]} \quad (2.15)$$

gdzie  $E_{\max}$  – maksymalna energia w widmie ciągłym  $\beta$ .

Na przykład, maksymalny zasięg (w mm) promieniowania beta w aluminium można opisać relacją:

$$R_{\max} = \begin{cases} 0,542E_{\max} - 0,133 & \text{dla } 0,8 \text{ MeV} < E_{\max} < 3 \text{ MeV} \\ 0,407E_{\max}^{1,38} & \text{dla } 0,15 \text{ MeV} < E < 0,8 \text{ MeV} \end{cases} \quad (2.16)$$

### 2.4.3. Zdolność hamowania (*Stopping Power*) i Liniowy przekaz energii LET (*Linear Energy Transfer*)

W wielu wypadkach nie korzystamy z pojęcia zasięgu cząstki w materii, lecz z innej, równie użytecznej wielkości, a mianowicie omawianej już zdolności hamowania, którą oznaczamy literą  $S$  (2.7). Jest rzeczą zrozumiałą że im większa zdolność hamowania, tym zasięg cząstki będzie mniejszy.

Inną często stosowaną jednostką jest tzw. liniowy przekaz energii, oznaczany skrótem LET od angielskiej nazwy *Linear Energy Transfer*. LET, to strata energii promieniowania na jednostkę przebytej drogi, związana z energią przekazywaną atomom materii w bezpośredniej bliskości ścieżki cząstki:

$$\text{LET} = -\frac{dE_{\text{loc}}}{dx} \quad (2.17)$$

I tak, dla elektronów w tkance miękkiej:

| Energia [keV] | LET [keV/ $\mu\text{m}$ ] |
|---------------|---------------------------|
| 1000          | 0,2                       |
| 100           | 0,3                       |
| 10            | 2,2                       |
| 1             | 12,0                      |

Dla protonów o energii 10 MeV LET=4,7 keV/μm

Dla neutronów o energii 14 MeV LET=100 keV/μm

Dla cząstek α o energii 2,5 MeV LET=166 keV/μm

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

#### 2.4.4 Pochłanianie promieniowania gamma

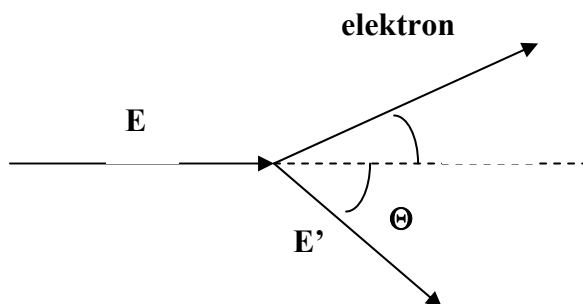
Jak mówiliśmy, przy przechodzeniu fotonów przez materię należy uwzględnić trzy mechanizmy oddziaływania, a mianowicie: efekt fotoelektryczny, efekt Comptona i zjawisko tworzenia par elektron-pozyton. Prawdopodobieństwo zajścia tych zjawisk zależy od energii fotonu i liczby atomowej ośrodka. Poniżej podajemy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

*Zjawisko fotoelektryczne:*

$$\sigma_f = CZ^n / E_\gamma^{3,5}, \quad (2.18)$$

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

*Zjawisko Comptona:*



Rys. 2.12 Kinematyka rozpraszania komptonowskiego fotonów

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (2.19)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Z r_0^2 \left( \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right)^2 \left( \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \right) \left[ 1 + \frac{\alpha^2 (1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta)[1 + \alpha(1 - \cos \theta)]} \right] \quad (2.20)$$

gdzie  $\alpha = E/m_0 c^2$ , a  $r_0$  - klasyczny promień elektronu.

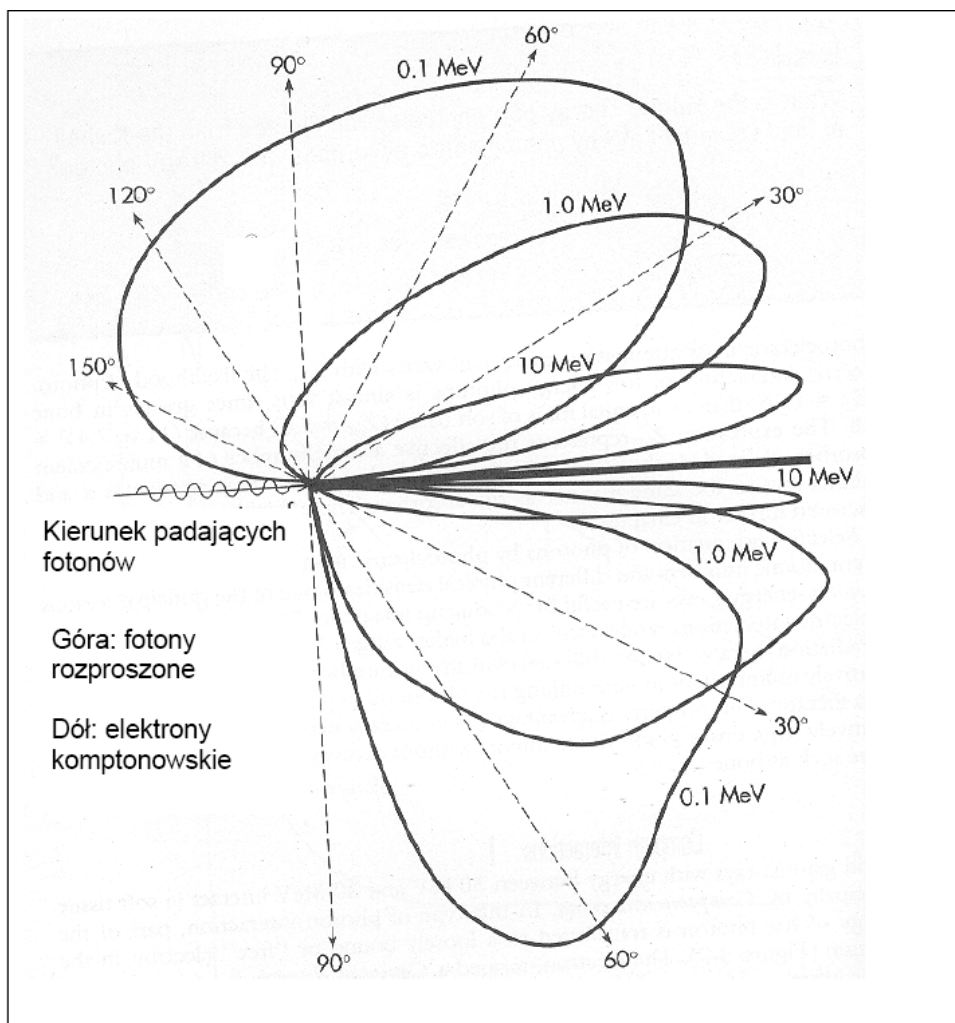
**Całkowity przekrój czynny** [ $\text{cm}^2/\text{elektron}$ ] na rozpraszanie:

$$\sigma_c = 2\pi \left( \frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 \left\{ \frac{1 + \alpha}{\alpha^2} \left[ \frac{2(1 + \alpha)}{1 + 2\alpha} - \frac{\ln(1 + 2\alpha)}{\alpha} \right] + \frac{\ln(1 + 2\alpha)}{2\alpha} - \frac{1 + 3\alpha}{(1 + 2\alpha)^2} \right\} \quad (2.21)$$

Przekrój czynny na absorpcję związaną z rozpraszaniem comptonowskim wynosi:

$$\sigma_c^{(a)} = 2\pi \left( \frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 \times \left\{ \left( \frac{2(1 + \alpha)^2}{\alpha^2(1 + 2\alpha)} - \frac{1 + 3\alpha}{(1 + 2\alpha)^2} - \frac{(1 + \alpha)(2\alpha^2 - 2\alpha - 1)}{\alpha^2(1 + 2\alpha)^2} - \frac{4\alpha^2}{3(1 + 2\alpha)^3} - \left[ \frac{(1 + \alpha)}{3} - \frac{1}{2\alpha} + \frac{1}{2\alpha^3} \right] \ln(1 + 2\alpha) \right\} \quad (2.22)$$

Kątowy rozkład fotonów rozproszonych oraz elektronów odrzutu w rozpraszaniu komptonowskim ilustruje rys. 2.13.



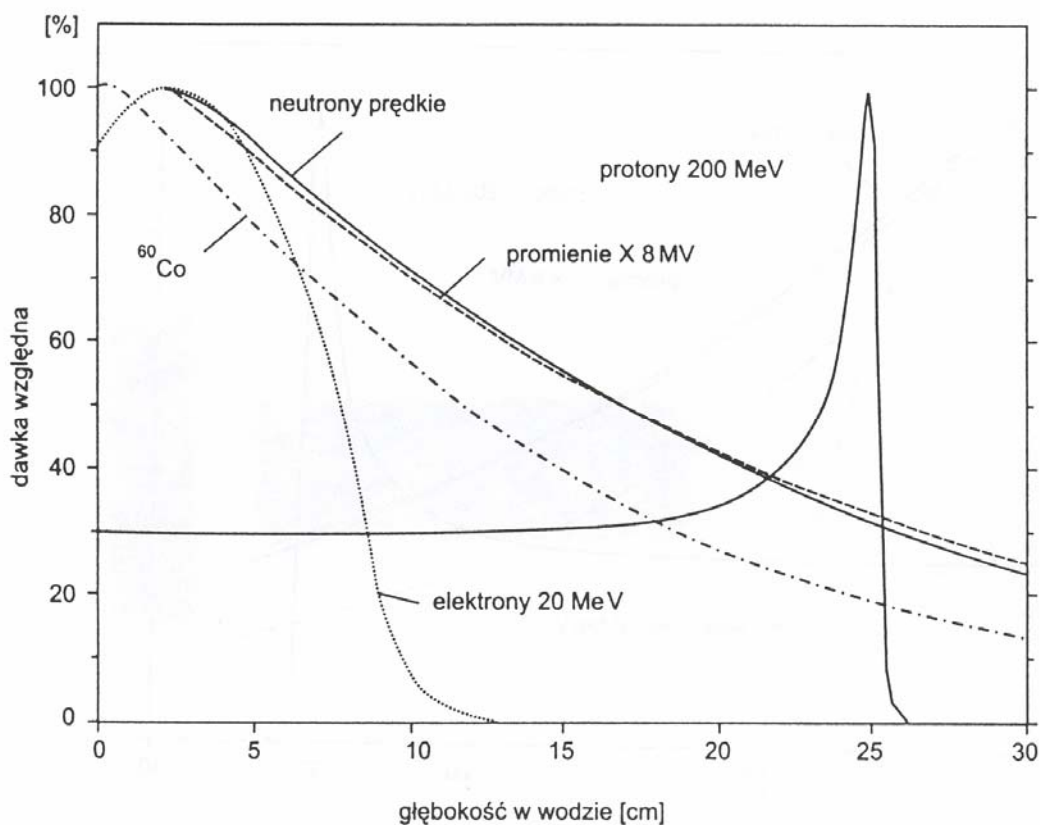
**Rys. 2.13 Rozkład natężenia promieniowania rozproszonego i elektronów komptonowskich dla różnych energii padających fotonów**

*Przekrój czynny na utworzenie pary elektron-pozyton [cm<sup>2</sup>/atom]:*

$$\sigma_p = \frac{1}{137} \left( \frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 Z^2 f(h\nu), \quad (2.23)$$

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

$$f = \frac{28}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{2}{27} \quad (2.24)$$



**Rys. 2.14 Rozkład dawki w funkcji głębokości wnikania cząstek o różnych energiach w wodę<sup>4</sup>**

Kończąc ten rozdział pokazujemy na rys. 2.14 rozkład dawki związanej z wnikaniem cząstek o różnych energiach w wodę. Rozkład dawki wiąże się ściśle ze zdolnością hamowania. Wyraźne maksimum widoczne na końcu drogi ciężkich cząstek (hadronów) znane jest pod nazwą piku Bragga. Jego istnienie wykorzystywane jest skutecznie w tzw. **terapii hadronowej**. Głębsza analiza tego wykresu uświadamia, jak bardzo różny jest przebieg procesu jonizacji dla różnych cząstek.

<sup>4</sup> M. Waligórski, J. Lesiak, w Fizyczne metody diagnostyki medycznej i terapii, PWN, Warszawa (2000), 185