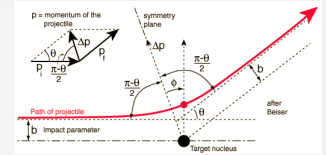


Oddziaływanie Promieniowania Jonizującego z Materią

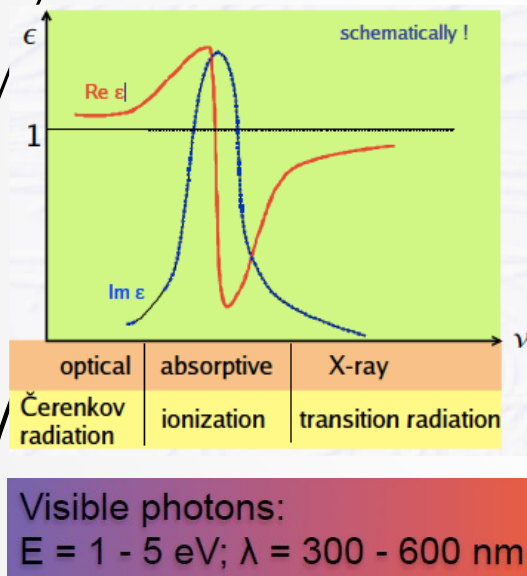
Tomasz Szumlak, Agnieszka Obłąkowska-Mucha

**WFiIS AGH
Kraków**

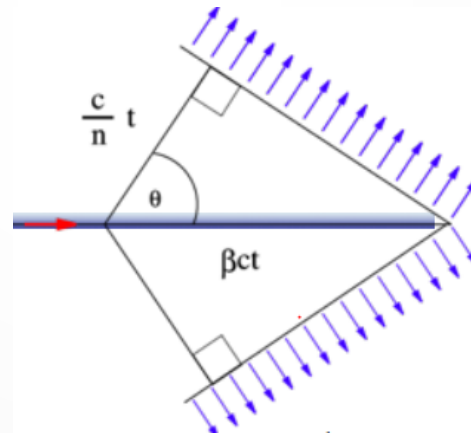
Efekt Czerenkowa



- ❑ Oprócz jonizacji naładowane cząstki tracą energię poprzez emisję promieniowania Czerenkowa
- ❑ Emisja fotonów w medium charakteryzowanym stałą dielektryczną ϵ , gdzie $Re(\sqrt{\epsilon}) = n$ (współczynnik załamania), a $Im(\epsilon) = k$ (parametr absorpcyjny)



- ❑ Promieniowanie jest emitowane tylko wtedy gdy prędkość cząstki jest większa niż $\beta > 1/n$, można pokazać, że:



$$v_{th} \geq \frac{c}{n} \quad \beta_{th} \geq \frac{1}{n}$$

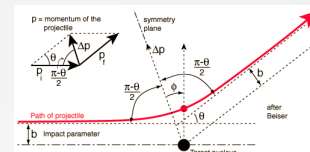
$$\cos(\theta_c) = \frac{1}{n\beta}$$

dla wody $\theta_c^{max} = 11 \text{ mrad}$

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{Czer}} \propto z^2 \sin^2 \theta_c$$

- ❑ strata en. przez emisję PC jest znikoma w porównaniu do jonizacji (<1 %)
- ❑ typowo 1-2 keV 200-1000 fotonów/cm

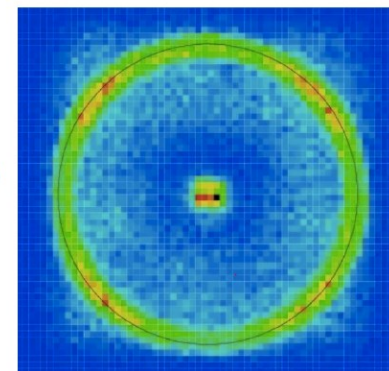
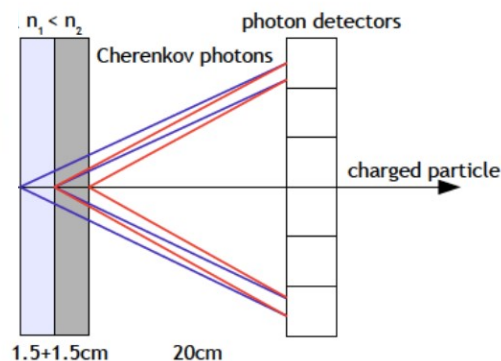
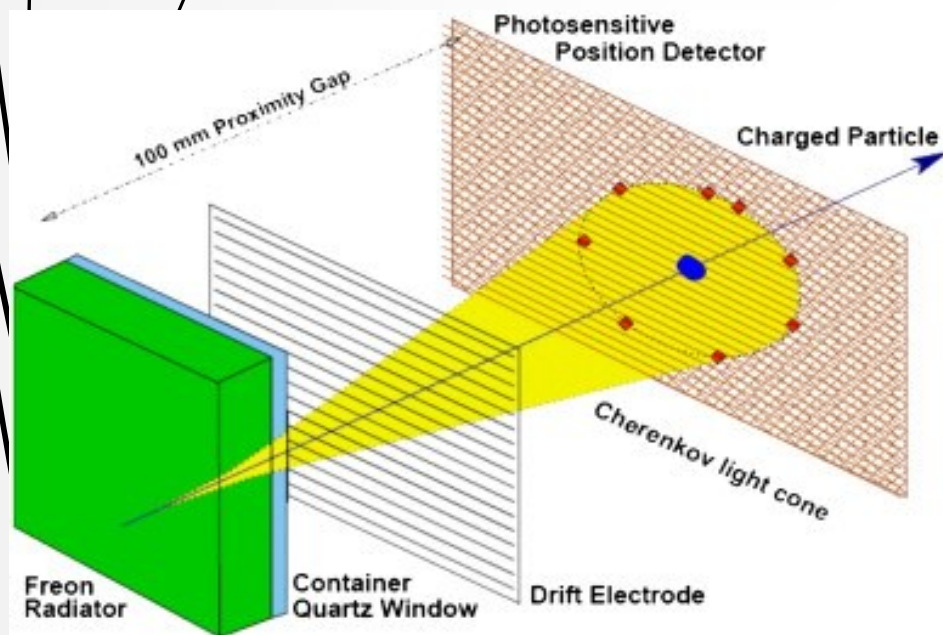
Efekt Czerenkowa



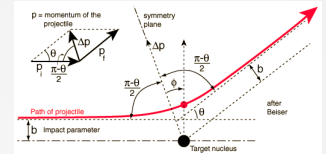
- ❑ Efekt Czerenkowa pozwala wykryć **cząstki relatywistyczne**
 - ❑ Powszechne zastosowanie w **detekcji neutrin**
- ❑ Detektory Czerenkowa powszechnie stosuje się do identyfikacji naładowanych hadronów – **efekt progowy**:

$$\beta = \frac{pc}{E} = \frac{p}{(p^2 + m^2 c^2)^{1/2}}$$

$$mc < (n^2 - 1)^{1/2} p$$

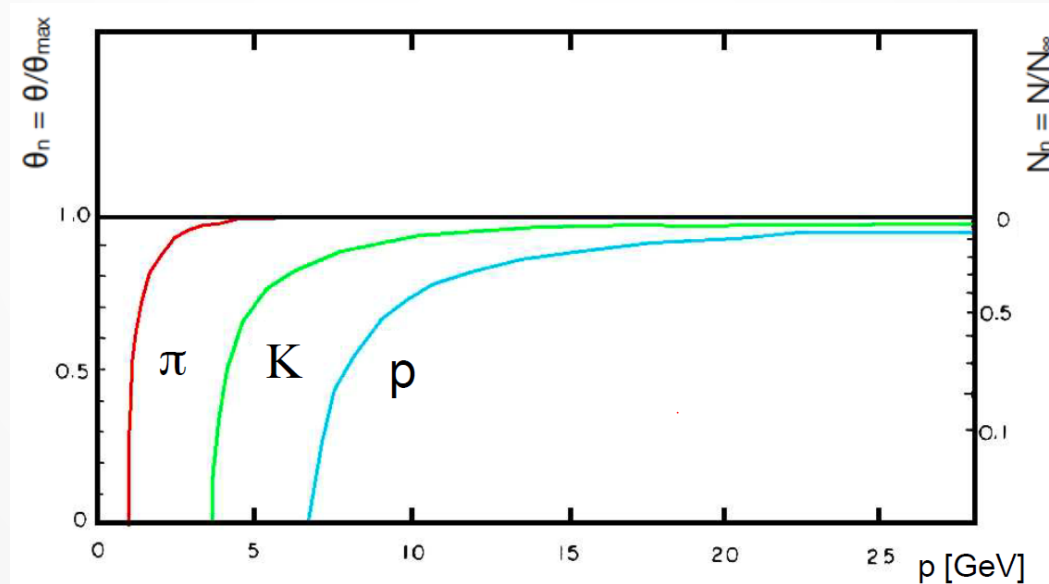


Detektory Czerenkowa

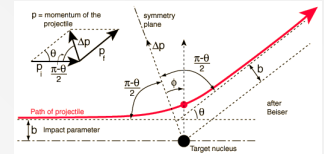


- ❑ Detektory Czerenkowa używane są do identyfikacji dzięki zależności od pędu (czyli masy).
- ❑ Kąt θ_c i liczba fotonów rosną z prędkością β , aż dla $\beta = 1$:

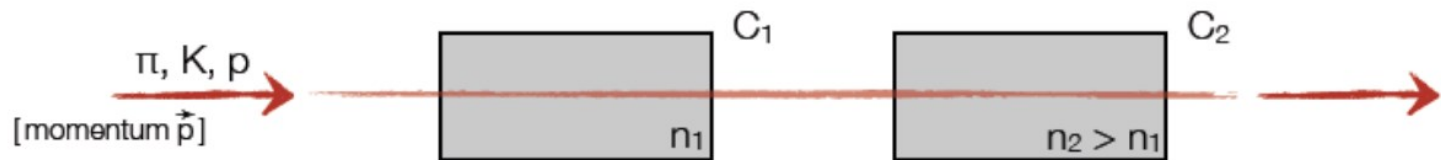
$$\cos(\theta_{max}) = \frac{1}{n} \text{ i } N_{\infty} =$$



Detektory Czerenkowa



- Progowe detektory Czerenkowa – dyskryminacja pionów i kaonów



Choose n_1, n_2 in such a way that for:

$$n_2 : \quad \beta_{\pi}, \beta_K > 1/n_2 \text{ and } \beta_p < 1/n_2$$

$$n_1 : \quad \beta_{\pi} > 1/n_1 \text{ and } \beta_K, \beta_p < 1/n_1$$

Note:
e always visible in
Cherenkov counters

Light in C_1 and $C_2 \rightarrow$ identified pion

Light in C_2 and not in $C_1 \rightarrow$ identified kaon

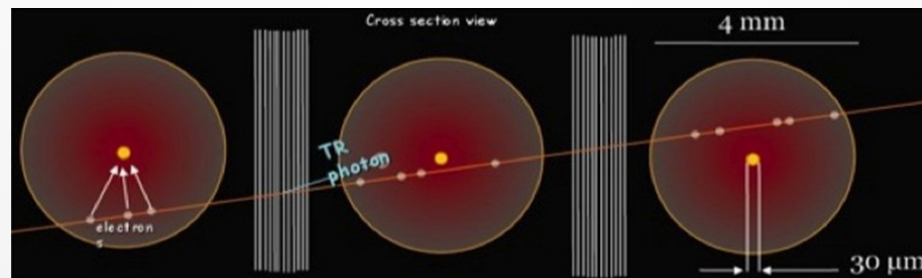
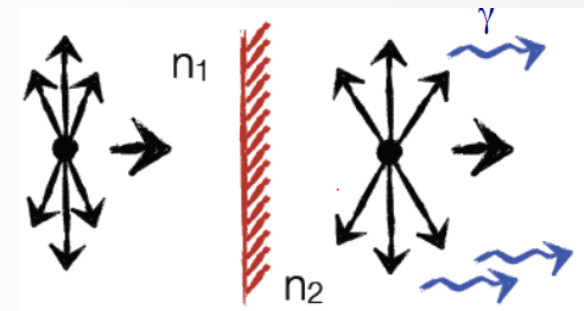
Light neither in C_1 and $C_2 \rightarrow$ identified proton

Promieniowanie przejścia

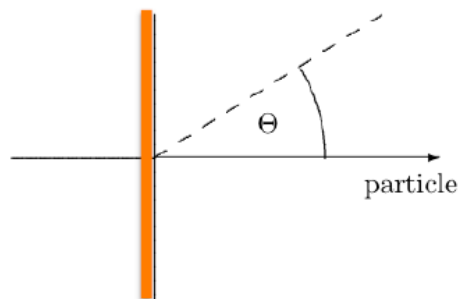
- Promieniowanie emitowane, gdy naładowana cząstka przejdzie przez ośrodki o różnych stałych dielektrycznych
- Cząstka naładowana propagując przez materiał wywołuje jego lokalną polaryzację, t.j. zmienia wokół siebie pole elektromagnetyczne. W innym ośrodku polaryzacja taka ma inne właściwości, stąd jeśli znajdujemy się na granicy ośrodków powstaje nieciągłość pola elektromagnetycznego.
- Okazuje się, że zniwelowanie tej nieciągłości wymaga emisji fotonu.

$$I \propto z^2 \gamma$$

- Efekt promieniowania przejścia może być wykorzystany do odrożnienia od siebie dwóch rodzajów cząstek lekkich – np. e/π , π/K .



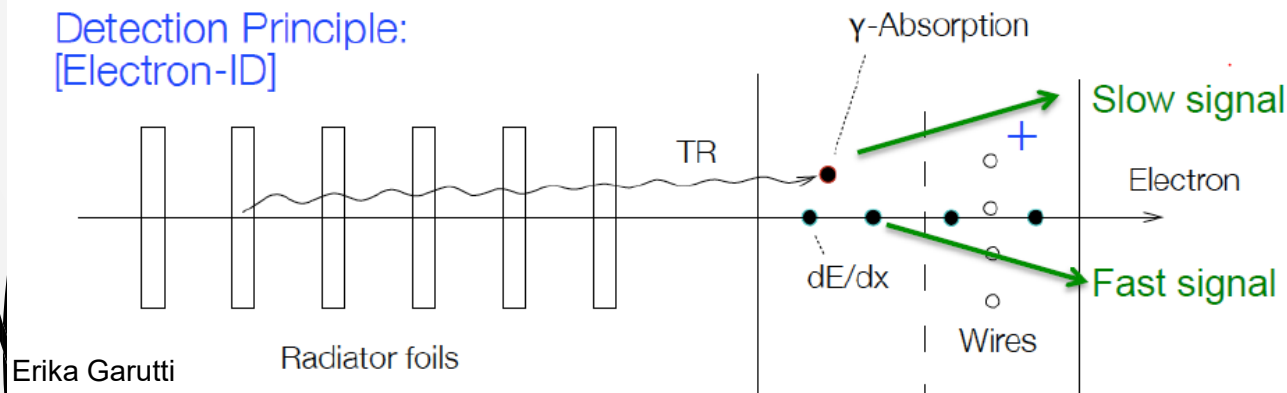
Promieniowanie przejścia



- Typical emission angle: $\theta = 1/\gamma$
- Energy of radiated photons: $\sim \gamma$
- Number of radiated photons: $\propto Z^2$
- Effective threshold: $\gamma > 1000$

→ Use stacked assemblies of **low Z material** with many transitions + a detector with high Z gas

Detection Principle:
[Electron-ID]

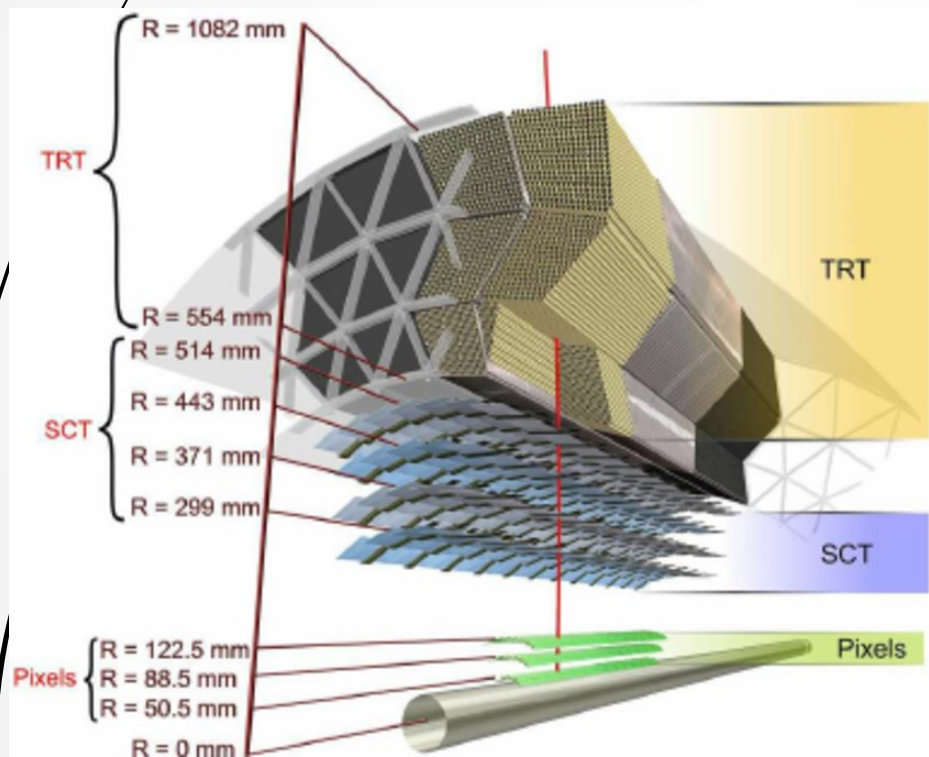


Note: Only X-ray ($E > 20 \text{ keV}$) photons can traverse the many radiators without being absorbed

Detektory promieniowania przejścia

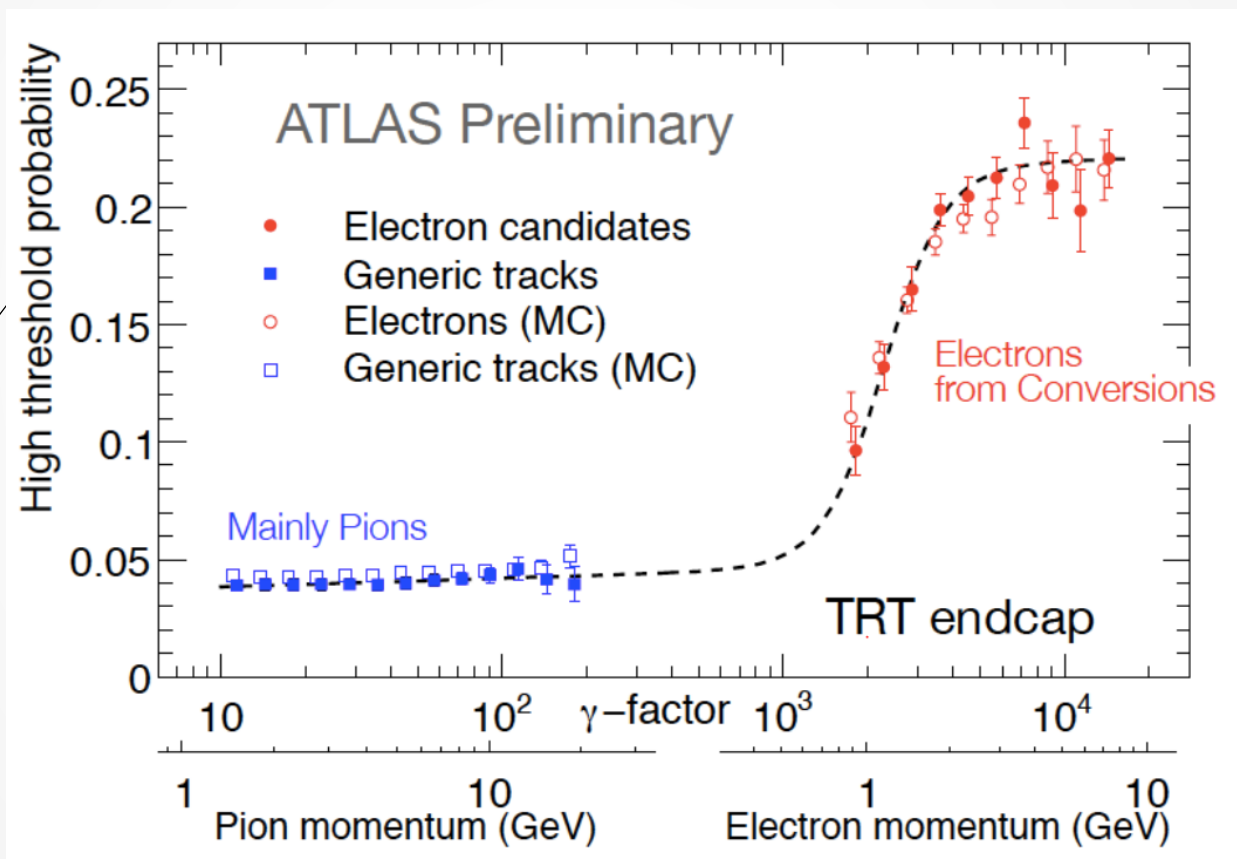
TRT ATLAS

gazowe detektory słomkowe (mix Xe)
średnica 4 mm, 30 μm pozłacany drut

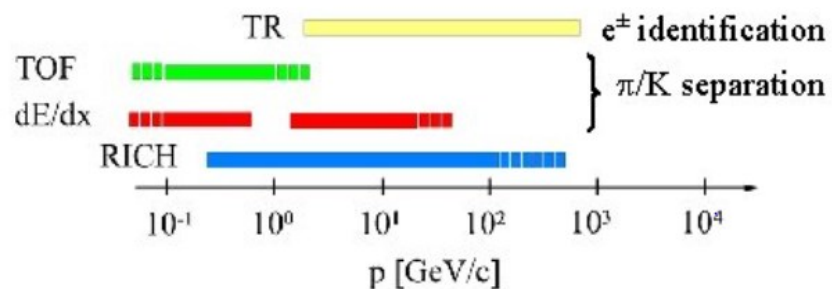
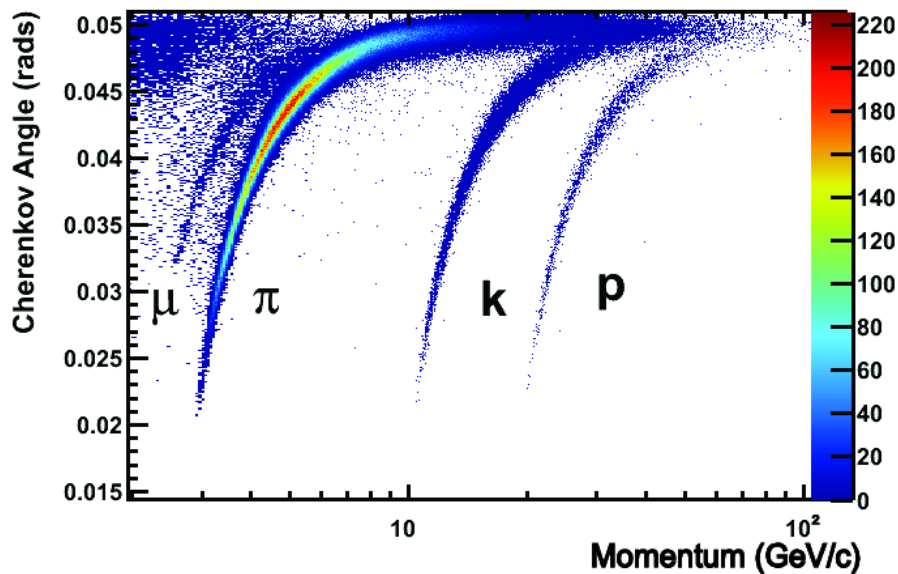
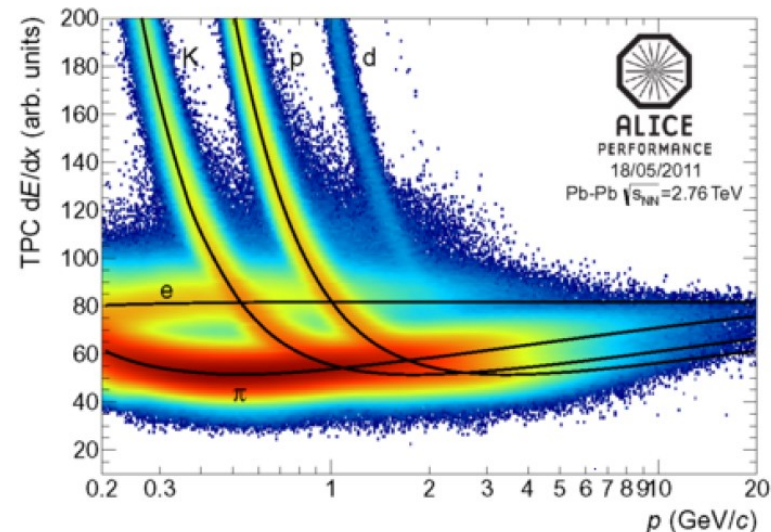
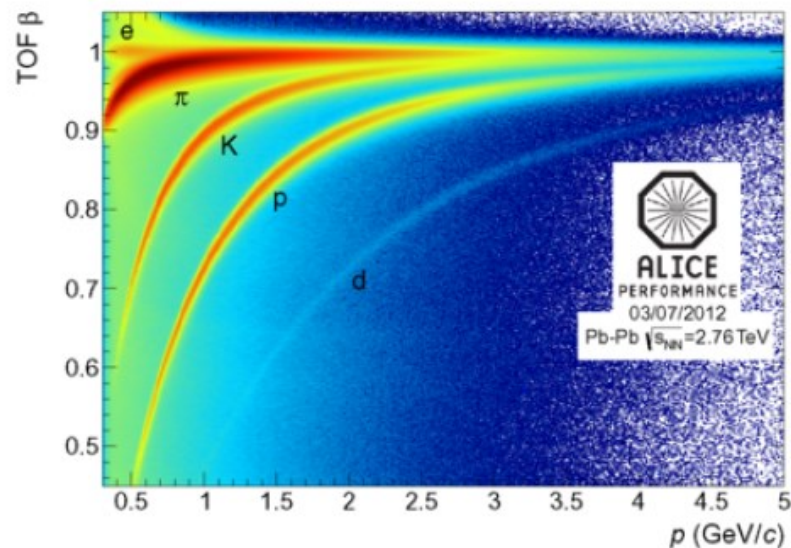


Detektory promieniowania przejścia

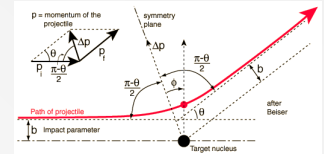
TRT ATLAS



Identyfikacja naładowanych cząstek



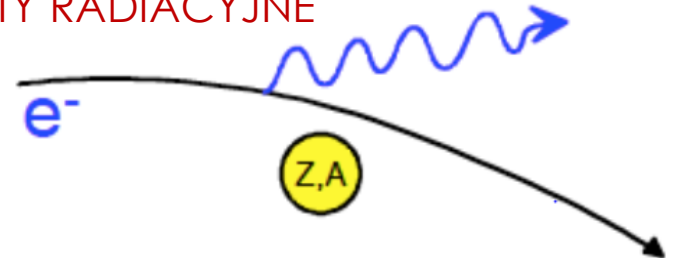
Elektrony



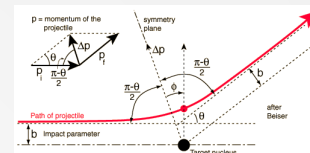
- ❑ Dla **niskich energii** (10-30 MeV) elektrony (i pozytony), podobnie jak ciężkie cząstki naładowane, tracą energię głównie na drodze jonizacji
- ❑ W przypadku elektronów mamy do czynienia ze zderzeniem takich samych nierozróżnialnych cząstek i zależność na stratę en. kin jest trochę inna.
- ❑ Straty energii dla elektronów słabo zależą od energii: $-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \sim \ln E$
- ❑ Powyżej, tak zwanej, energii krytycznej głównym mechanizmem strat energii jest **promieniowanie hamowania** (bremsstrahlung).
- ❑ Jest to proces emisji fotonów przez elektron przyspieszany w polu kulombowskim jądra

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{Brems} \propto \frac{E}{m^2}$$

STRATY RADIACYJNE



Bremsstrahlung



- ❑ **Promieniowanie hamowania** jest emitowane przez szybkie naładowane cząstki.
- ❑ Jego mechanizm fizyczny związany jest z oddziaływaniem z jądrami atomowymi materiału czynnego
- ❑ Dla cząstek relatywistycznych, strata energii na drodze emisji promieniowania hamowania da się opisać równaniem:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{Brem} \approx 4\alpha N_A \frac{Z^2}{A} z^2 \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{mc^2}\right)^2 E \cdot \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right)$$

Gdzie: Z , A to liczby atomowa oraz masowa medium; z , m , E to ładunek, masa oraz energia cząstki penetrującej

- ❑ Straty energii na emisję PH, charakteryzują się zupełnie innymi właściwościami niż straty jonizacyjne
 - ❑ **Liniowa** zależność od **energii** cząstek
 - ❑ **Odwrotnie proporcjonalne** do kwadratu **masy** cząstek

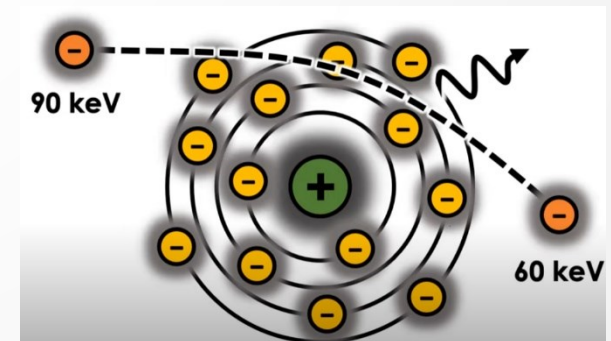
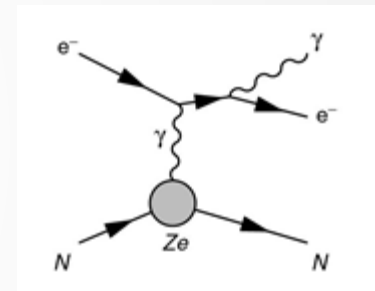
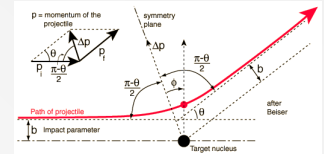
Elektrony

- ❑ W zasadzie, elektrony „zawsze są relatywistyczne” i zakładamy, że dominującym sposobem oddziaływania z materią jest dla nich promieniowanie hamowania
- ❑ Inne cząstki naładowane również podlegają temu procesowi, ale jest on **silnie tłumiony przez masę cząstek** (m_e^2/m_μ^2)

$$\left. \frac{dE}{dx}(E_c) \right|_{Brems} = \left. \frac{dE}{dx}(E_c) \right|_{Ion}$$

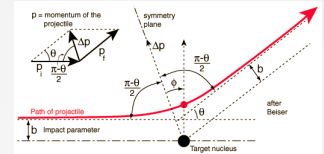
E_c - energia krytyczna

- ❑ Straty radiacyjne są procesem konkurencyjnym dla jonizacji, energia dla której straty te są identyczne (definiowana zwykle dla elektronów) nazywa się **energiją krytyczną** E_c



<https://www.youtube.com/watch?v=5RjBslO0pxg>

Bremsstrahlung



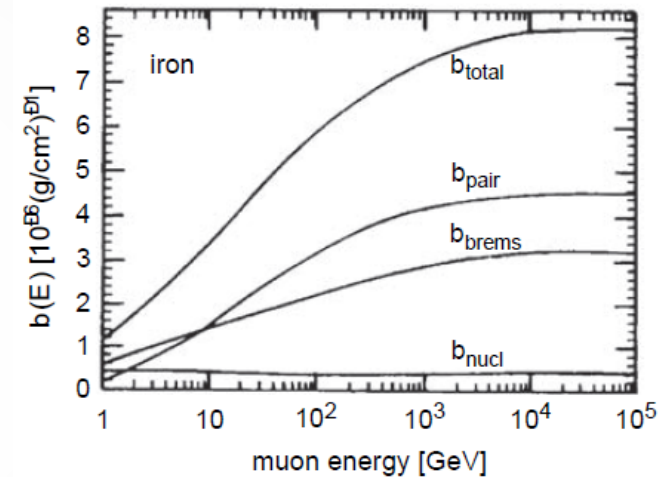
- ❑ Promieniowanie hamowania ma szczególne znaczenie dla elektronów (b. mała masa)

- ❑ Równanie ze s.3 można uprościć:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_B \approx 4\alpha N_A \frac{Z^2}{A} z^2 r_e^2 \mathbf{E} \cdot \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right)$$

- ❑ Oraz dalej:

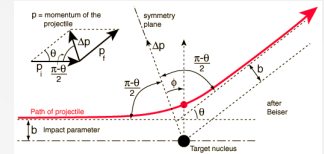
$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_B = \frac{\mathbf{E}}{X_0}$$



X_0 - droga radiacyjna [g/cm²], po przejściu X_0 elektron ma $1/e$ energii (63%)

- ❑ Równanie to formalnie definiuje **długość radiacyjną** X_0
- ❑ Całkowanie daje nam **atenuację energii** naładowanych cząstek na drodze strat radiacyjnych

Bremsstrahlung

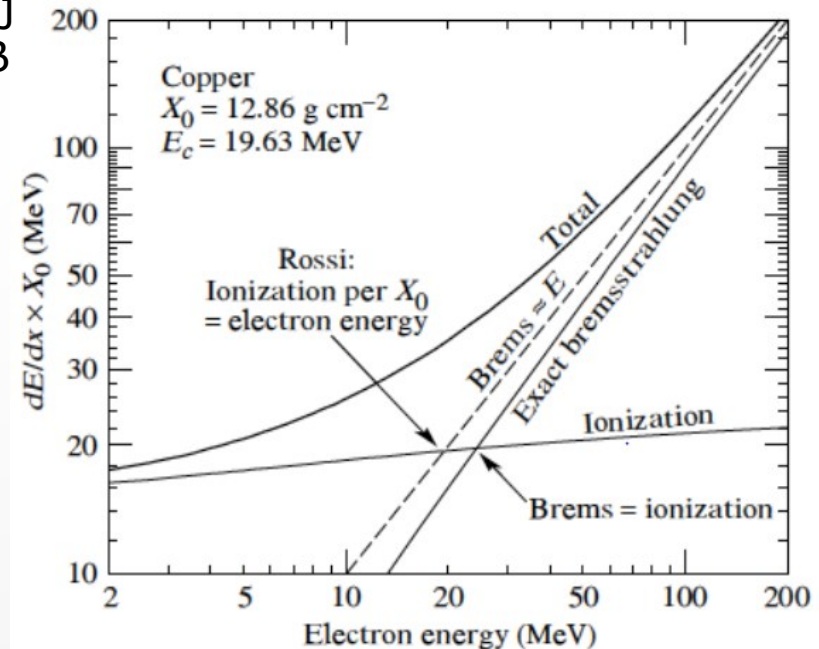


$$\left(-\frac{dE}{dx}(E_c) \right)_I = \left(-\frac{dE}{dx}(E_c) \right)_B$$

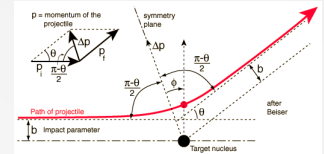
- ❑ Rozkład energii emitowanych fotonów hamowania jest odwrotnie proporcjonalny do ich energii $\propto 1/E_\gamma$
- ❑ Fotony te są emitowane „do przodu”, rozkład kątowy można przybliżyć formułą $\theta_\gamma \approx m_e c^2 / E$ (kąt zmniejsza się ze wzrostem energii)
- ❑ Numeryczne wartości energii krytycznej można wyznaczyć używając formuły BB oraz na straty hamowania, dla elektronów dostaniemy:

$$E_c = \frac{610}{Z + 1.24} [MeV]$$

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_B \cdot X_0 \approx E_c$$



Bremsstrahlung

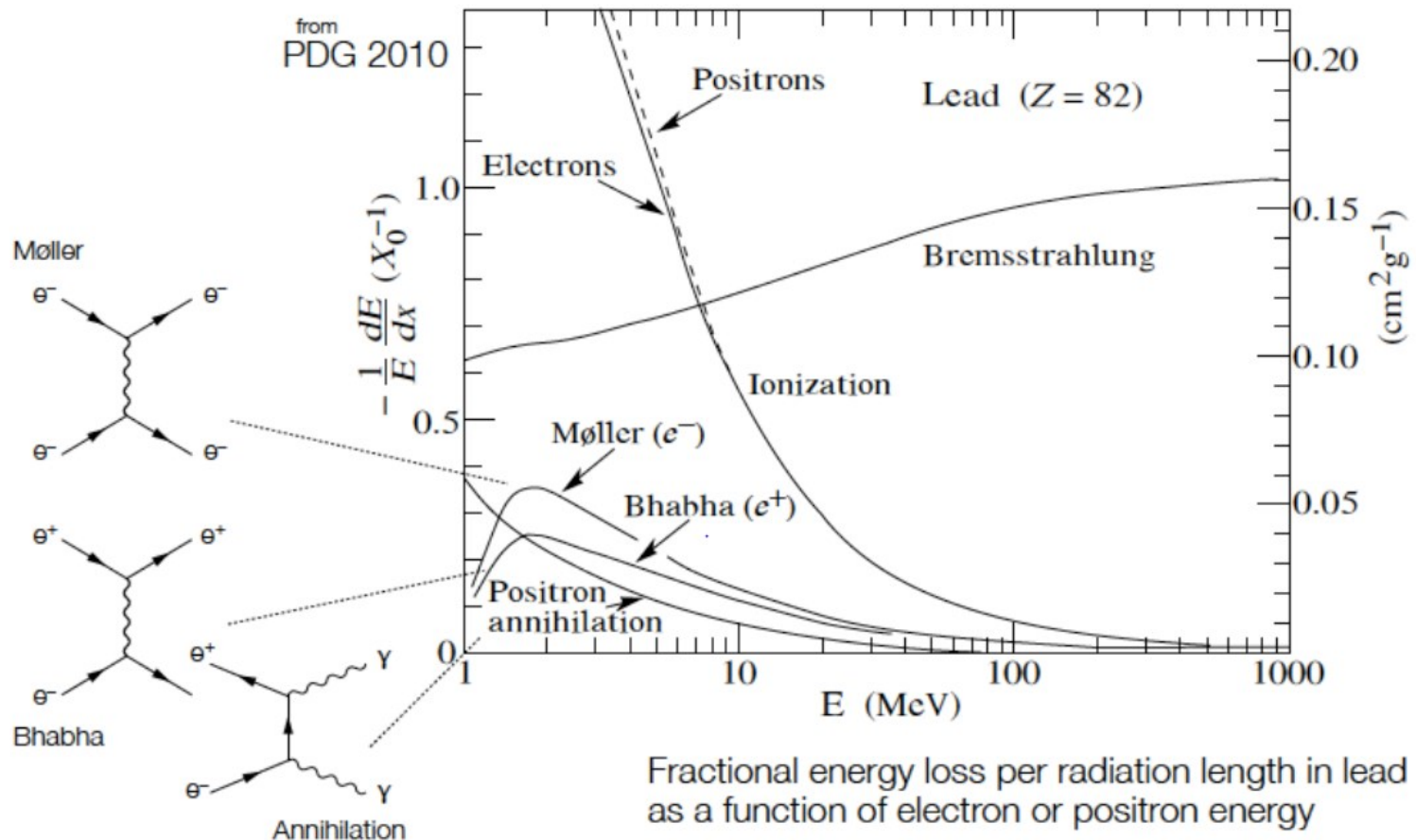
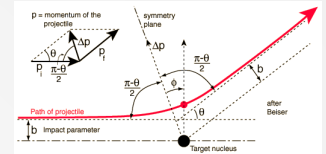


- ❑ Energie krytyczne (oraz długości radiacyjne!) skalują się tak jak kwadraty mas cząstek naładowanych, które podlegają hamowaniu
- ❑ Znając wartości energii krytycznej dla elektronów możemy wyznaczyć ją dla mionów (na przykład):

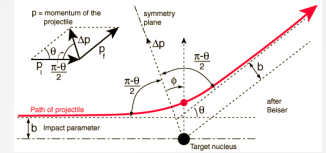
$$E_c^\mu \approx E_c^e \cdot \left(\frac{m_\mu}{m_e} \right)^2 = 890 \text{ GeV}$$

Material	Z	A	$X_0 [\text{g}/\text{cm}^2]$	$X_0 [\text{cm}]$	$E_c [\text{MeV}]$
Hydrogen	1	1.01	61.3	731 000	350
Helium	2	4.00	94	530 000	250
Lithium	3	6.94	83	156	180
Carbon	6	12.01	43	18.8	90
Nitrogen	7	14.01	38	30 500	85
Oxygen	8	16.00	34	24 000	75
Aluminium	13	26.98	24	8.9	40
Silicon	14	28.09	22	9.4	39
Iron	26	55.85	13.9	1.76	20.7

Strata całkowita



Strata całkowita



- ❑ W przeciwieństwie do „łagodnych” strat jonizacyjnych straty energii na drodze promieniowania hamowania, produkcji par oraz reakcji foto-jądrowych charakteryzują się **b. dużymi przekazami energii**

- ❑ Duże fluktuacje statystyczne

- ❑ Trudno zdefiniować średnią stratę całkowitą

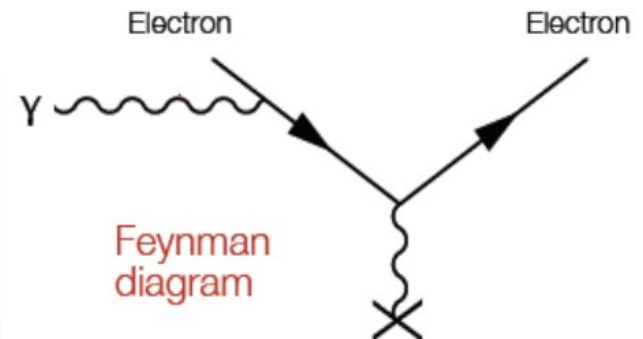
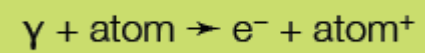
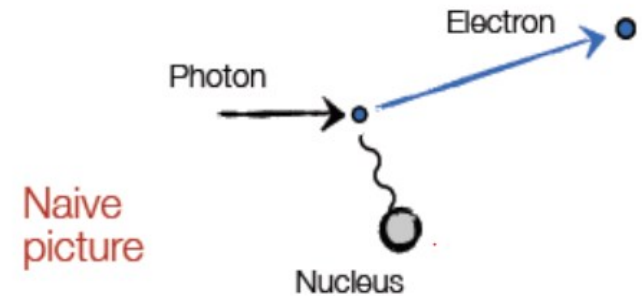
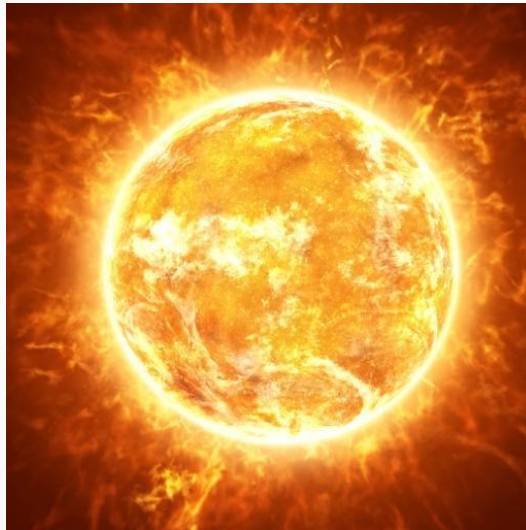
- ❑ Stratę całkowitą zapisujemy jako:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{tot} = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion} + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{brem} + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{pair} + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{photo}$$

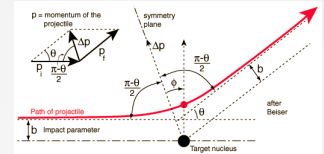
$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{tot} = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion} + b(Z, A, E) \cdot E$$

- ❑ Współczynniki b, znaleźć można w literaturze

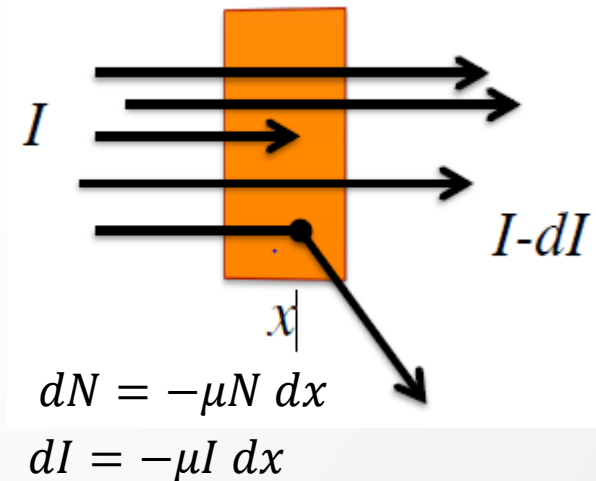
Fotony



A teraz fotony...

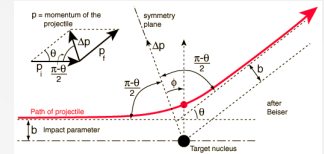


- ❑ Fizyka oddziaływania fotonów z materią różni dość zasadniczo od zjawisk związanych z jonizacją
- ❑ Detekcja fotonów (neutralne!) opiera się o wykorzystanie procesów, w których produkowane są cząstki wtórne posiadające ładunek (czyli, „the bottom line is” – jonizacja!)
- ❑ W każdym akcie oddziaływania foton albo „ulega zniszczeniu” (efekt fotoelektryczny, dysocjacja) albo przekazuje znaczą część swojej energii początkowej (rozproszenie Compton’a)



μ - liniowy współczynnik atenuacji (pr-two, że foton będzie zabsorbowany lub rozproszony)

A teraz fotony...



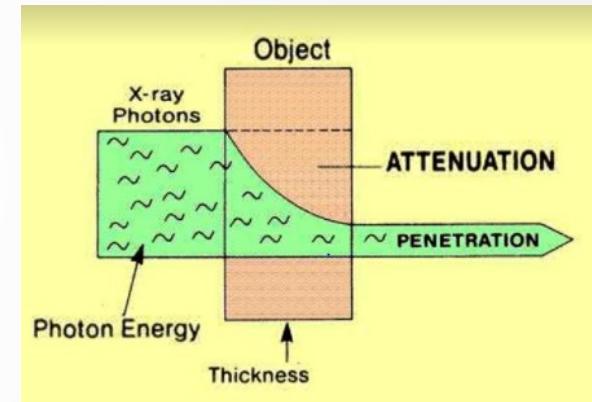
- ❑ Każde oddziaływanie fotonów jest dla nich katastrofalne (znikają).
- ❑ Ale zarówno X jak i γ są znacznie bardziej penetrujące niż naładowane cząstki.
- ❑ Brak możliwości wyznaczenia zasięgu, zamiast tego wprowadzamy pojęcie atenuacji (głębokość optyczna) wiązki fotonów:

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

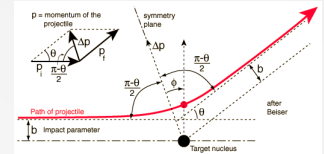
gdzie: μ - masowy współczynnik atenuacji (MWA), czyli współczynnik liniowy podzielony przez gęstość:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{N_A}{A} \sum_i \sigma_i = \frac{N_A}{A} (\sigma_{ph} + Z\sigma_{comp} + \sigma_{pair})$$

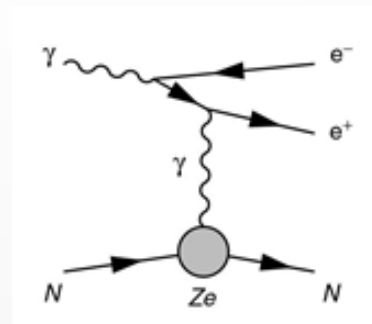
$$\mu \rightarrow \frac{\mu}{\rho} \left[\frac{cm^2}{g} \right]$$



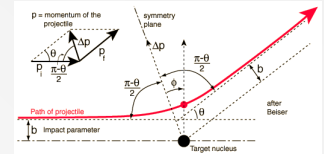
Fotony



- ❑ **Trzy** główne sposoby oddziaływania – silna zależność od energii
 - ❑ **Efekt fotoelektryczny** dla fotonów o energiach $\sim keV$ (maksymalna energia wiązań elektronów w atomach)
 - ❑ **Rozproszenie Compton'a** (kwazi-stacjonarny elektron) $\sim MeV$
 - ❑ **Dysocjacja** do pary elektron-pozyton (**kreacja par**) dominuje dla fotonów o energiach $> 10 MeV$
- ❑ Uwaga – dysocjacja fotonu może zajść jedynie w polu elektrostatycznym jądra atomowego – zasady zachowania, energia odrzutu
- ❑ Oddziaływanie elektronów i fotonów (o dużych energiach) jest opisane przez tzw. **długość radiacyjną** X_0 ($\sim cm$)

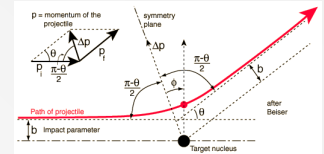


Główni aktorzy



- ❑ Przekroje czynne występujące w zależności opisującej MWA zależą silnie od energii fotonów
 - ❑ Uwaga! Nie można zdefiniować dla fotonów „zasięgu” w materiale czynnym
- ❑ W zależności od energii możemy wyróżnić trzy zakresy w których dominują inne zjawiska
 - ❑ **Niskie energie** ($100 \text{ keV} \geq E_\gamma \geq E_{jon}$) dominuje efekt fotoelektryczny: $\gamma + atom \rightarrow atom^* + e^-$
 - ❑ **Energie** $E_\gamma \sim 1 \text{ MeV}$, dla których dominuje efekt Compton'a (rozproszenie na quasi-stacjonarnym elektronie atomowym): $\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$
 - ❑ Dla wysokich energii $E_\gamma \gg 1 \text{ MeV}$ dominuje produkcja par (dysocjacja fotonu): $\gamma + j.at. \rightarrow e^- + e^+ + j.at.$

Efekt fotoelektryczny



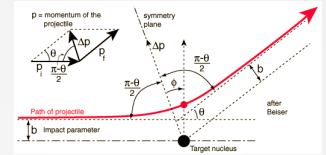
- ❑ Elektrony atomowe są zdolne do całkowitego pochłonięcia fotonów (swobodne nie – **zasady zachowania!**)
- ❑ W procesie musi uczestniczyć **jądro atomowe** – z uwagi na to, absorpcja przez elektrony znajdujące się w **powłoce K** jest wyjątkowo duża (~ 80% całkowitego przekroju czynnego)
- ❑ Całkowity przekrój czynny (przybliżenie Borna), można zapisać jako:

$$\sigma_{foto}^K = \left(\frac{32}{\epsilon^7} \right)^{1/2} \alpha^4 \mathbf{Z}^5 \sigma_{Th}^e \left[\frac{cm^2}{atom} \right]$$

gdzie: ϵ – zredukowana energia fotonu: $\epsilon = E_\gamma / m_e c^2$, σ_{Th}^e - to elastyczny przekrój czynny na rozpraszanie fotonów na elektronach: $\sigma_{Th}^e = \frac{8}{3} \pi r_e^2$

- ❑ Mechanizm fizyczny efektu fotoelektrycznego jest pojęciowo prosty i posiada jasną „interpretację klasyczną”, jednakże prowadzi on do szeregu ciekawych efektów wtórnych

Efekt fotoelektryczny

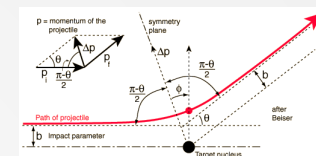


- ❑ Wzbudzony atom może wyemitować, np. z powłoki K , elektron – to „puste” miejsce może zostać zajęte przez elektron z wyżej powłoki czemu towarzyszy emisja fotonów promieniowania charakterystycznego X
- ❑ Energię tego promieniowania daje prawo Moseley’a:

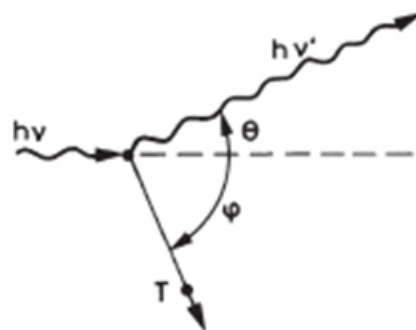
$$E = Ry(Z - 1)^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \rightarrow E(K_{\alpha}) = \frac{3}{4} Ry(Z - 1)^2$$

- ❑ Procesem konkurencyjnym do emisji promieniowania X jest usunięcie kolejnego elektronu – tzw. efekt Auger’a
 - ❑ Elektrony Auger’a charakteryzują się dyskretnym widmem
 - ❑ Ich energia nie jest w żaden sposób związana z energią pierwotnych fotonów

Efekt Compton'a



- ❑ Zakładamy, że energia wiązania elektronu jest pomijalnie mała w porównaniu z energią fotonu



- ❑ Stosunek energii fotonu rozproszonego do energii początkowej

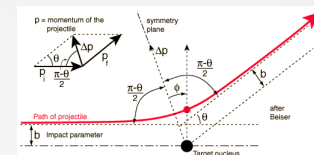
$$\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} = \frac{1}{1 + \epsilon (1 - \cos(\theta_\gamma))}$$

$$\epsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$$

- ❑ Przekrój czynny opisujący rozproszenie Comptona może być przybliżony formułą:

$$\sigma_C^e \propto \frac{\ln(\epsilon)}{\epsilon}$$

Efekt Compton'a



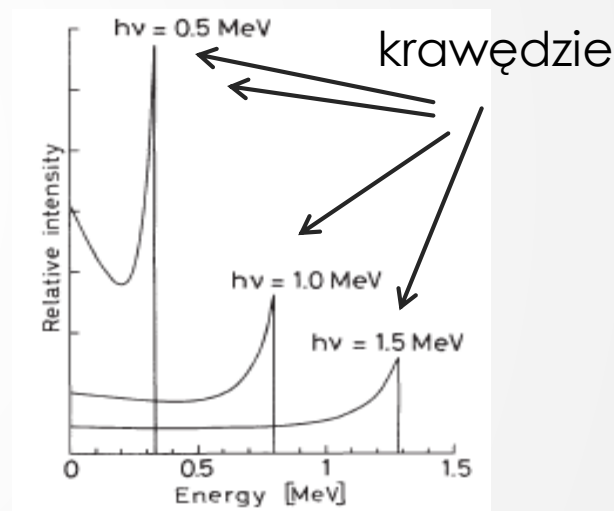
□ Energia odrzutu elektronu: $T_e = E_\gamma - E'_\gamma = E_\gamma \frac{\epsilon(1 - \cos \theta)}{1 + \epsilon(1 - \cos \theta)}$

$$T_{e \max} = h\nu \frac{2\epsilon}{1 + 2\epsilon} \quad \text{dla } \theta = \pi \quad \epsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$$

- energia przekazana przez foton:

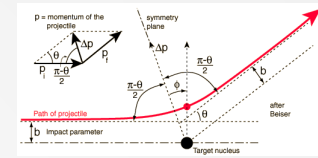
$$\Delta E = E_\gamma - T_{e \max} = E_\gamma \frac{1}{1 + 2\epsilon}$$

- krawędzie na widmie elektronów pochodzą od fotonów rozproszonych wstecz:



fotony mogą nie zostać zaabsorbowane w ośrodku i uniknąć detekcji, a gdy rozproszą się „wstecz” tracą najwięcej energii, którą zyskują elektrony – stąd maksima na widmie energii elektronów

Kreacja par



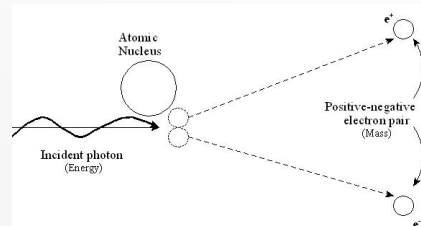
- ❑ Dysocjacja fotonów jest efektem progowym – energia fotonów musi osiągnąć pewną minimalną wartość:

$$E_{\gamma} \geq 2m_e c^2 + 2 \frac{m_e^2}{m_{j.at.}} c^2$$

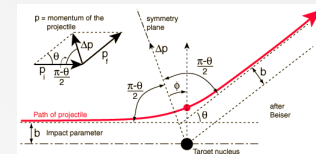
- ❑ W przypadku praktycznych urządzeń do detekcji, zawsze będziemy zakładać, że proces kreacji par odbywa się w polu jądra atomowego oraz, że kreowanymi cząstkami są elektrony
- ❑ Dla dużych energii fotonów, przekrój czynny zapiszemy jako:

$$\sigma_p \approx \frac{7}{9} 4\alpha r_e^2 Z^2 \ln \frac{183}{Z^{1/3}} = \frac{7}{9} \frac{A}{N_A} \frac{1}{X_0}$$

- ❑ Rozkład kątowy produkowanych elektronów jest bardzo wąski, charakterystyczny kąt rozwarcia opisujący ten rozkład można przybliżyć jako: $\vartheta \approx m_e c^2 / E_{\gamma}$



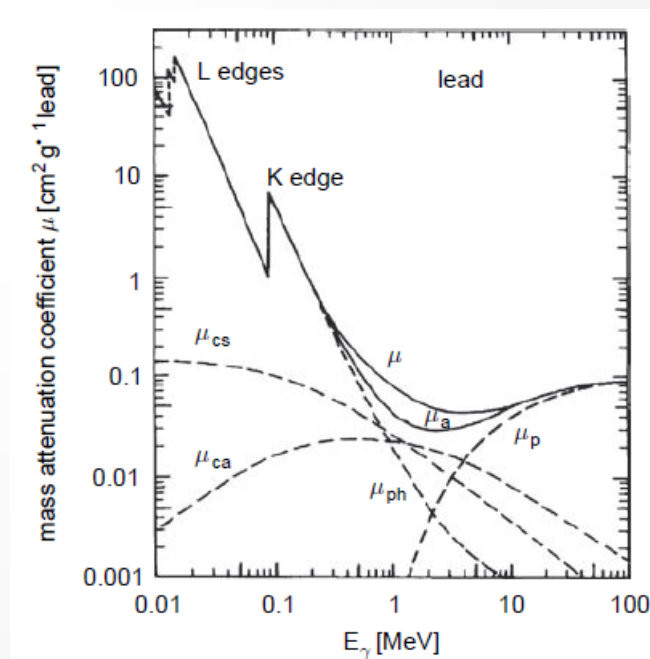
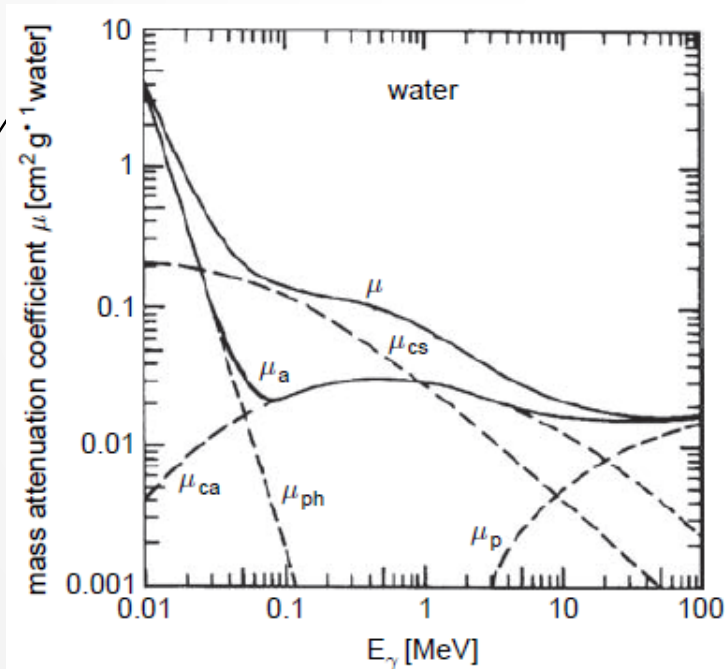
Całkowita absorpcja



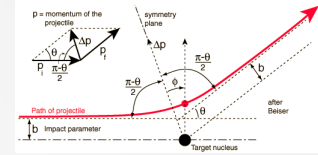
$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu x}$$

$$\mu = \frac{N_A}{A} \sum_i \sigma_i$$

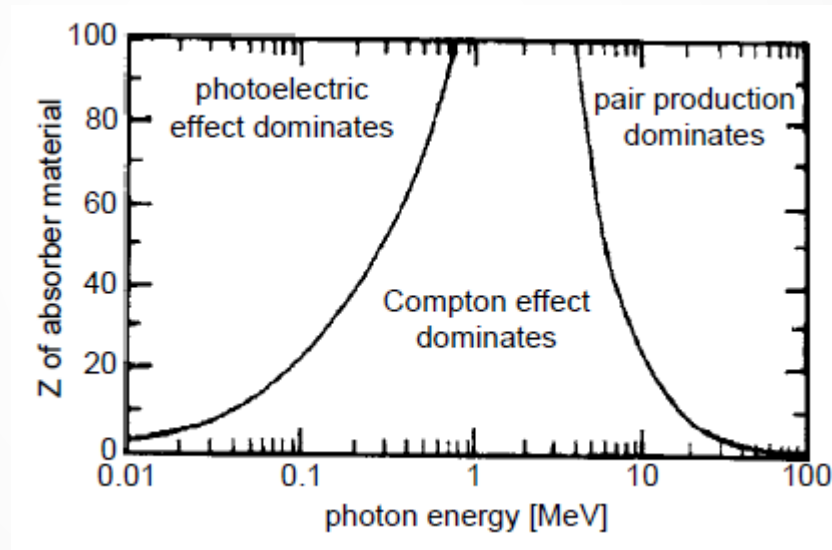
- ❑ Oddziaływanie fotonów z materią może być podsumowane poprzez podanie masowych współczynników atenuacji w funkcji energii fotonów



Całkowita absorpcja

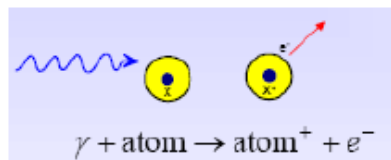


- ❑ Poszczególne „składowe” oddziaływań można również uszeregować w/g względnej istotności w funkcji energii fotonów

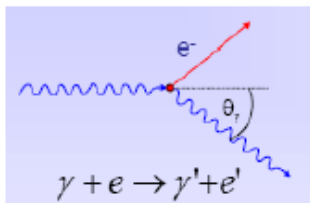


$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{N_A}{A} \sum_i \sigma_i = \frac{N_A}{A} (\sigma_{ph} + Z\sigma_{Comp} + \sigma_{pair})$$

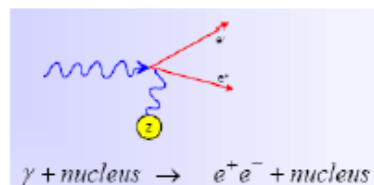
Gammas



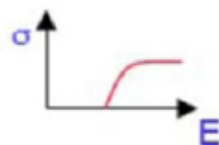
• Photoelectric effect



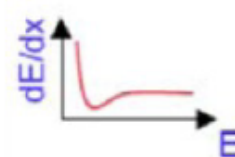
• Compton effect



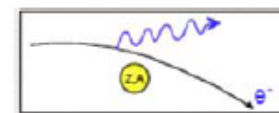
• Pair production



• Ionisation



• Bremsstrahlung



Electrons

Droga radiacyjna – dwa określenia

Dominujące procesy dla energii > kilku MeV:

Fotony – produkcja par

Absorption coefficient:

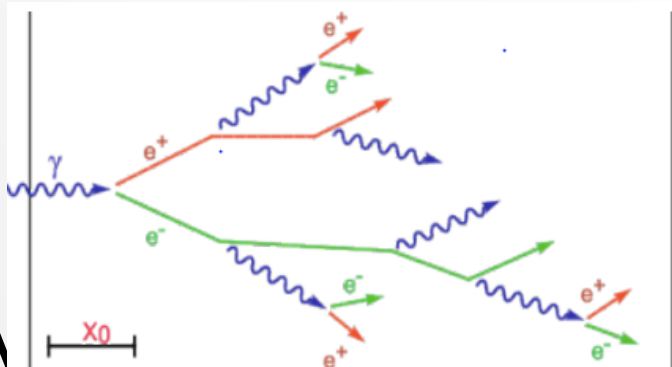
$$\mu = n\sigma = \rho \frac{N_A}{A} \cdot \sigma_{\text{pair}} = \frac{7}{9} \frac{\rho}{X_0}$$

X_0 = radiation length in [g/cm²]

$$X_0 = \frac{A}{4\alpha N_A Z^2 r_e^2 \ln \frac{183}{Z^{1/3}}}$$

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{7E}{9X_0}$$

X_0 to 7/9 średniej drogi, na której foton konwertuje na e^+e^-

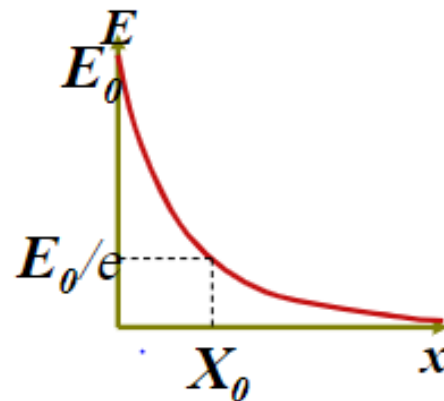


Elektrony – prom. hamowania

$$\frac{dE}{dx} = 4\alpha N_A \frac{Z^2}{A} r_e^2 \cdot E \ln \frac{183}{Z^{1/3}} = \frac{E}{X_0}$$

$$\rightarrow E = E_0 e^{-x/X_0}$$

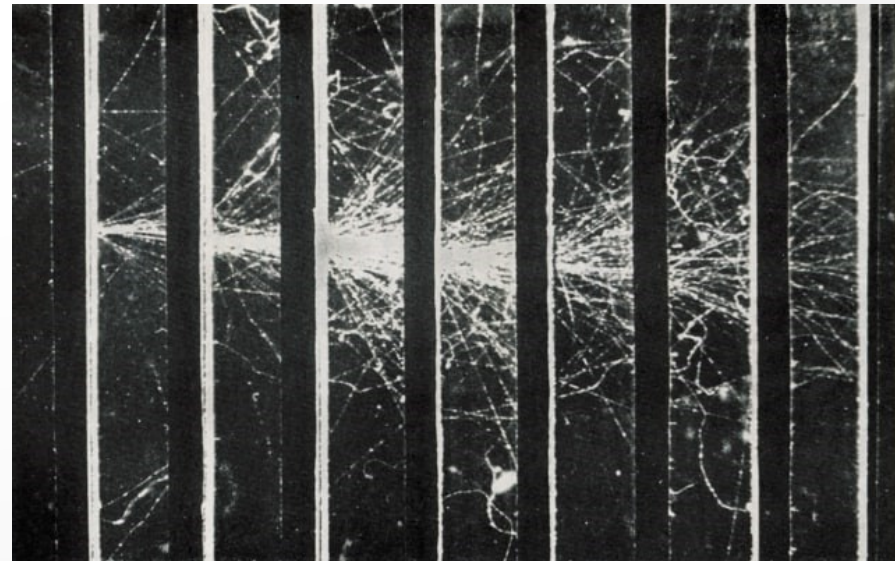
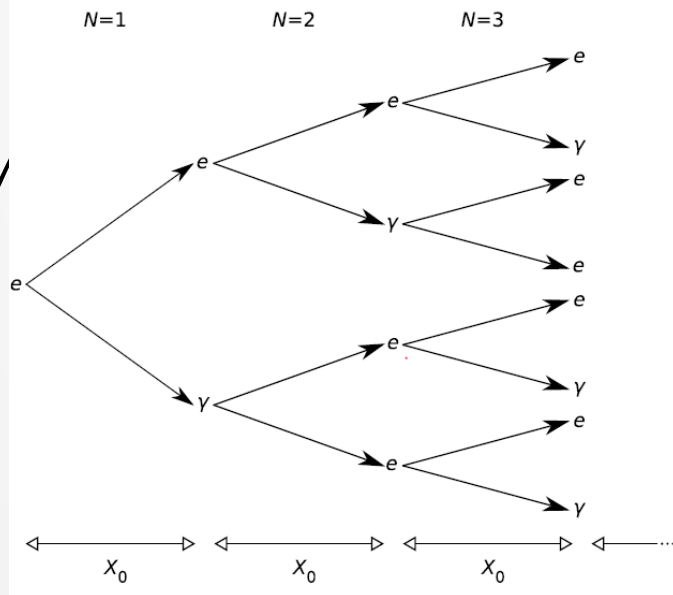
X_0 to średnia droga, na której elektron traci (1-1/e) energii



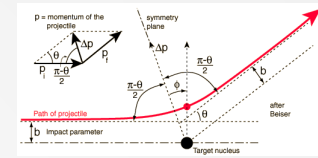
Kaskada elektromagnetyczna

1. Prosty model kaskady elektromagnetycznej:

- elektron (pozyton) po X_0 emituje foton (bremstrahlung),
- po kolejnej X_0 emituje następny foton,
- foton konwertuje na parę e^+e^- (jak ma wystarczającą energię)
- każda cząstka-córka ma połowę energii rodzica.



Oddziaływania hadronów



- ❑ Naładowane hadrony oddziałują również silnie (jądrowo).
- ❑ Są to głównie oddziaływania nieelastyczne, ale σ_{el} i σ_{inel} zależą silnie od energii, a $\sigma_{tot} \approx 100 \text{ mb}$ dla 2 GeV-10 TeV.

$$\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_{inel}$$

- ❑ Mierzymy *średnią długość interakcji* λ_I , która charakteryzuje absorpcję hadronu w materii:

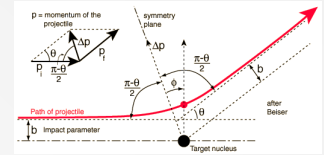
$$N = N_0 e^{-x/\lambda_I}$$

- ❑ Długość interakcji można wyznaczyć z σ_{inel} : $\lambda_I = \frac{A}{N_{AP} \sigma_{inel}}$

- ❑ Długość kolizji: $\lambda_T = \frac{A}{N_{AP} \sigma_{Total}}$

- ❑ Generalnie λ_I , λ_T są dużo większe od X_0

To nie jest koniec historii...



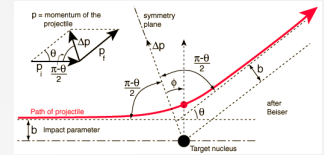
- ❑ Wkład (zależny od energii!) do całkowitej straty energii dadzą nam jeszcze:
 - ❑ **Bezpośrednia produkcja par** elektron-pozyton
 - ❑ **Reakcje foto-nuklearne** (foto-jądrowe)
- ❑ Dla cząstek ciężkich (naładowanych) ten mechanizm może nawet dominować nad promieniowaniem hamowania
 - ❑ Polega na produkcji par e-p przez wirtualne fotony w silnym polu elektrycznym jąder atomowych
 - ❑ Wartość straty energii proporcjonalna do energii cząstek penetrujących:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{pair} = b_{pair}(Z, A, E) \cdot E \left[\frac{MeV}{g/cm^2}\right]$$

- ❑ Np. dla mionów o energii $\sim 100 GeV$

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{pair} = 3.0 \cdot 10^{-6} \cdot 10^5 = 0.3 \left[\frac{MeV}{g/cm^2}\right]$$

to dopiero początek



- ❑ Naładowane cząstki mogą też bezpośrednio oddziaływać nieelastycznie z jądrami atomowymi
 - ❑ Stosunek przekrojów czynnych na oddziaływanie z elektronami atomowymi do na oddziaływanie z jądrem atomowym ma się w przybliżeniu tak jak stosunek i przekrojów geometrycznych $\sim 10^4 - 10^5$)
 - ❑ Wartość strat energii można wyrazić jako poniżej:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{photo} = b_{photo}(Z, A, E) \cdot E \left[\frac{MeV}{g/cm^2} \right]$$

- ❑ Dla mionów o energii $\sim 100 GeV$ mamy:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{photo} = 0.04 \left[\frac{MeV}{g/cm^2} \right]$$

- ❑ Mechanizm ten ma znaczenie wyłącznie dla leptonów naładowanych – dla cząstek hadronowych dominują całkowicie bezpośrednie oddziaływania silne

Material	Z	A	σ_{total} [barn]	σ_{inel} [barn]	$\lambda_T \cdot \rho$ [g/cm ²]	$\lambda_I \cdot \rho$ [g/cm ²]
Hydrogen	1	1.01	0.0387	0.033	43.3	50.8
Helium	2	4.0	0.133	0.102	49.9	65.1
Beryllium	4	9.01	0.268	0.199	55.8	75.2
Carbon	6	12.01	0.331	0.231	60.2	86.3
Nitrogen	7	14.01	0.379	0.265	61.4	87.8
Oxygen	8	16.0	0.420	0.292	63.2	91.0
Aluminium	13	26.98	0.634	0.421	70.6	106.4
Silicon	14	28.09	0.660	0.440	70.6	106.0
Iron	26	55.85	1.120	0.703	82.8	131.9
Copper	29	63.55	1.232	0.782	85.6	134.9
Tungsten	74	183.85	2.767	1.65	110.3	185
Lead	82	207.19	2.960	1.77	116.2	194
Uranium	92	238.03	3.378	1.98	117.0	199

